

# **Mikrogravitationsexperimente zur Entwicklung eines empirischen Stoßmodells für protoplanetare Staubagglomerate**

Von der Fakultät für Elektrotechnik, Informationstechnik, Physik  
der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig

zur Erlangung des Grades eines Doktors  
der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

genehmigte Dissertation

von Stefan Kothe

aus Braunschweig

eingereicht am: 5.7.2016

Disputation am: 27.10.2016

1. Referent: Prof. Dr. Jürgen Blum

2. Referent: Prof. Dr. Cornelis P. Dullemond

Druckjahr: 2016



---

## Vorabveröffentlichungen der Dissertation

Teilergebnisse aus dieser Arbeit wurden mit Genehmigung der Fakultät für Elektrotechnik, Informationstechnik, Physik, vertreten durch den Mentor der Arbeit, in folgenden Beiträgen vorab veröffentlicht:

## Referierte Veröffentlichungen

Kothe, S., Blum, J., Weidling, R., Güttler, C. (2013), *Free collisions in a microgravity many-particle experiment. III. The collision behavior of sub-millimeter-sized dust aggregates*, Icarus, Band 225, Ausgabe 1, S. 75–85

## Tagungsbeiträge

Kothe, S., Blum, J., *A Collision Model for Protoplanetary Dust (Vortrag)*, Planet Formation and Evolution 2016, Duisburg, Deutschland, 7.-9. März 2016

Kothe, S., Schräpler, R., Blum, J., *A Collision Model for Protoplanetary Dust (Vortrag)*, The Formation of the Solar System 2, Berlin, Deutschland, 2.-4. Juni 2015

Kothe, S., Beitz, E., Brisset, J., Heißelmann, D., Weidling, R., Blum, J., *Abrasion of cm-sized Dust Agglomerates - A Source of Small Dust Agglomerates in the Protoplanetary disk (Poster)*, Planet Formation and Evolution 2014, Kiel, Deutschland, 8.-10. September 2014

Kothe, S., Blum, J., Weidling, R., *Experiments on the Agglomeration of Sub-Millimeter Sized Dust Aggregates (Poster)*, Planet Formation and Evolution 2012, München, Deutschland, 3.-7. September 2012.

Kothe, S., Güttler, C., Blum, J., Beitz, E., Weidling, R., *A Protoplanetesimal Dust Collision Model Based on Experiments (Poster)*, Annual Meetings of the Meteoritical Society 2011, London, England, 8.-12. August 2011

Kothe, S., Güttler, C., Beitz, E., Weidling, R., Blum, J., *Updating our Protoplanetary Growth Model: Recent Collision Experiments (Vortrag)*, Planet Formation and Evolution 2011, Göttingen, Deutschland, 14.-16. Februar 2011





# Inhaltsverzeichnis

<b>Zusammenfassung</b>	<b>7</b>
<b>Abstract</b>	<b>9</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>11</b>
<b>2 Planetenentstehung</b>	<b>13</b>
2.1 Überblick über die Entstehung terrestrischer Planeten . . . . .	13
2.2 Eigenschaften der protoplanetaren Scheiben . . . . .	20
2.2.1 Scheibenmodelle . . . . .	20
2.2.2 Quellen der Stoßgeschwindigkeit . . . . .	21
2.3 Experimentelle Untersuchung von Stößen zwischen protoplanetaren Agglomeraten . . . . .	27
2.3.1 Das Stoßmodell nach Güttler et al. . . . .	27
2.3.2 Das Stoßmodell nach Windmark et al. . . . .	32
2.3.3 Neue Experimente zum Stoßverhalten poröser Staubagglomerate . . . . .	35
2.4 Anmerkung zur Beobachtung abprallender Stöße . . . . .	37
2.5 Anmerkung zu Analogmaterialien . . . . .	40
<b>3 Stoßverhalten von submillimetergroßen Staubagglomeraten</b>	<b>43</b>
3.1 Versuchsaufbau . . . . .	43
3.2 Charakterisierung der Staubagglomerate . . . . .	45
3.3 Durchgeführte Experimente . . . . .	48
3.4 Datenanalyse . . . . .	48
3.5 Ergebnisse . . . . .	51
3.5.1 Haftung und Abprallen in Stößen zwischen submillimetergroßen Staubagglomeraten . . . . .	51
3.5.2 Bestimmung eines neuen Übergangs zwischen Haftung und Abprallen . . . . .	52
3.5.3 Die Struktur großer Staubagglomerat-Cluster . . . . .	56
3.5.4 Haftung und Abprallen von Stößen zwischen Clustern aus Agglomeraten . . . . .	61
3.6 Diskussion . . . . .	62
<b>4 Abrasion in abprallenden Stößen zentimetergroßer Staubagglomerate</b>	<b>65</b>
4.1 Versuchsaufbau . . . . .	66

4.2	Präparation und Eigenschaften der Proben . . . . .	68
4.3	Durchführung des Experiments . . . . .	69
4.4	Aufbereitung der Kamerabilder . . . . .	75
4.5	Auswertung . . . . .	78
4.5.1	Wägung der Proben . . . . .	78
4.5.2	Auswertung der Restitutionskoeffizienten . . . . .	81
4.5.3	Untersuchung der Abrasion der Agglomerate . . . . .	84
<b>5</b>	<b>Bestimmung einer neuen Fragmentationsgrenze</b>	<b>93</b>
5.1	Massenabhängigkeit der Fragmentationsgeschwindigkeit . . . . .	93
5.2	Beschreibung der Massenabhängigkeit der Abrasion . . . . .	97
<b>6</b>	<b>Überarbeitung und Diskussion des Stoßmodells</b>	<b>99</b>
6.1	Verallgemeinerung des Stoßmodells auf beliebige Massenverhältnisse . . . . .	99
6.2	Vergleich der Stoßmodelle . . . . .	101
6.3	Alternative Interpretation der Abrasion . . . . .	104
6.4	Einfluss des Nebelmodells, des Abstandes zum Zentralstern und der Tur- bulenz . . . . .	105
6.5	Effektivität und Einfluss der Abrasion . . . . .	108
6.6	Diskussion der Kraterbildung und der Erosion . . . . .	114
6.7	Übertragung des Stoßmodells auf andere Monomere . . . . .	119
<b>7</b>	<b>Fazit und Ausblick</b>	<b>123</b>
<b>A</b>	<b>Einfluss der Luftfeuchtigkeit auf die Wägung von Staubagglomeraten</b>	<b>127</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>129</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>137</b>
	<b>Publikationen</b>	<b>139</b>

# Zusammenfassung

Die Entstehung von Planeten beginnt mit haftenden Stößen zwischen mikrometergroßen Staubpartikeln in protoplanetaren Scheiben. Mit zunehmender Größe der so entstehenden Agglomerate werden die Ergebnisse der Stöße komplexer. Neben dem Effekt der Haftung können sowohl das Abprallen als auch verschiedene Formen der Fragmentation auftreten. Simulationen dieser Wachstumsprozesse sind auf genaue Kenntnisse der Massen- und Geschwindigkeitsabhängigkeit der Übergänge zwischen den unterschiedlichen Stoßergebnissen angewiesen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein auf Experimenten basierendes, empirisches Stoßmodell für poröse Staubagglomerate erstellt. Hierzu wurden zwei Schwerelosigkeitsexperimente durchgeführt und durch die Ergebnisse von bereits veröffentlichten Arbeiten ergänzt.

Im Rahmen eines Fallturmexperimentes wurde das Haftverhalten von submillimetergroßen Staubagglomeraten untersucht. Anhand der Ergebnisse konnte eine neue, massenabhängige Grenzgeschwindigkeit für den Übergang zu abprallenden Stößen bestimmt werden. Zusätzlich zur Haftung einzelner Staubagglomerate aneinander wurde die Entstehung von Agglomerat-Clustern beobachtet, welche fraktalen Charakter haben können. Stöße zwischen diesen Clustern führten auch bei Geschwindigkeiten zu Haftung, welche deutlich oberhalb der für einzelne Agglomerate abgeleiteten Haftgrenze liegen.

In einem Parabelflugexperiment wurde nachgewiesen, dass in abprallenden Stößen zwischen zentimetergroßen Staubagglomeraten ein geringer Massenverlust auftreten kann. Es wurde gezeigt, dass die Stärke dieser Abrasion von der Stoßgeschwindigkeit der Agglomerate abhängt. Des Weiteren wurde für die Restitutionskoeffizienten der beobachteten Stöße der bekannte, mit der Geschwindigkeit abnehmende, Verlauf bestätigt.

Für die Stärke der Fragmentation poröser Staubagglomerate wurde eine neue, massen- und geschwindigkeitsabhängige Beschreibung in Form eines Potenzgesetzes gefunden, welches berücksichtigt, dass größere Agglomerate bereits bei geringeren als den bislang angenommenen Stoßenergien zerbrechen.

Schließlich wurden die Ergebnisse zu einem neuen Stoßmodell zusammengefasst und in Hinblick auf das mögliche Wachstum von Agglomeraten in einem Standardmodell für protoplanetare Scheiben diskutiert. Dabei hat sich gezeigt, dass unter Einbeziehung der Erosion ein Wachstum nur bis zu einer Größe von ca. 1 cm möglich ist. Die Entstehung von Planetesimalen ist daher auf zusätzliche Mechanismen, wie beispielsweise die *Streaming Instability* angewiesen. Eine Übertragung des Stoßmodells hin zu kleineren Staub- und Wassereispartikeln ergibt eine weitere Möglichkeit des Wachstums von großen Körpern durch Massentransfer.



# Abstract

The formation of planets starts with sticking collisions between micrometer-sized dust particles in protoplanetary disks. With increasing size of the growing agglomerates, the collisional outcome becomes more complex. Agglomerates can not only stick, but also bounce of each other or fragment in different ways. Simulations of these growth processes depend on detailed knowledge of the mass and velocity dependency of the thresholds of the collisional outcome. In the scope of this thesis an experiment-based, empirical collision model for porous dust agglomerates was developed. For this, two microgravity experiments were conducted and complemented by the results of already published papers.

The sticking behavior of submillimeter-sized dust agglomerates was studied in a drop tower experiment and used to derive a new mass dependent transition velocity for bouncing collisions. Alongside the sticking of individual dust agglomerates, the formation of agglomerate-clusters, which could have fractal characteristics, was observed. Collisions between these clusters led to sticking, even at velocities clearly above the sticking threshold for collisions between individual agglomerates.

It was demonstrated in a parabolic flight experiment, that bouncing collisions among centimeter-sized dust agglomerates can lead to a small mass loss. The strength of this abrasion depends on the collision velocity of the agglomerates. Furthermore, the experiment confirmed that the coefficient of restitution decreases with increasing collision velocity.

A new power law was found to describe the mass and velocity dependency of the strength of fragmentation of porous dust agglomerates. It reflects the fact that larger agglomerates fragment at lower collision energies.

Finally, the results were used to derive a new collision model and discussed with regard to the potential growth of agglomerates in standard models for protoplanetary disk. Thereby it was shown, that the inclusion of erosion prohibits growth beyond the centimeter-size. Thus, the formation of planetesimals depends on additional processes like the streaming instability. However, an adaption of the collision model for smaller dust grains and water ice particles shows, that growth is possible for these grains.



# 1 Einleitung

Bei der Entstehung der Planeten in unserem Sonnensystem handelte es sich um einen Prozess, welcher mehr als 13 Größenordnungen umfasste. Dieses Wachstum resultierte aus kleinen Staubpartikeln von Mikrometergröße ( $10^{-6}$  m), welche in einer Gas- und Staubscheibe um die noch junge Sonne miteinander gestoßen und aneinander gehaftet haben. Heute beträgt der Radius der Erde  $6,378 \cdot 10^6$  m, und der des Jupiters sogar  $7,1492 \cdot 10^7$  m.

Seit dem ersten Nachweis eines Exoplaneten – eines Planeten, der um einen anderen Stern kreist – vor etwas mehr als 20 Jahren durch Mayor und Queloz (1995) wissen wir mit Sicherheit, dass unsere Sonne nicht der einzige Stern mit einem Planetensystem ist. Zum jetzigen Zeitpunkt sind 3443 Planeten in 2572, teils von der Architektur her sehr verschiedenen, Sternensystemen bekannt<sup>1</sup>. Die auf den Daten der Kepler Mission basierenden Schätzungen gehen davon aus, dass ca. 26 % der sonnenähnlichen Sterne von mindestens einem erdähnlichen Planeten umkreist werden (Petigura et al. 2013). Planetenentstehung ist demnach ein universeller Prozess, der an vielen Orten im Universum stattfindet, und Planeten, welche unserer Erde ähneln, sind ein weit verbreitetes Resultat.

In unserem Sonnensystem ist dieser Prozess jedoch seit Milliarden von Jahren abgeschlossen und auch um andere Sterne kann er aufgrund der enormen Entfernung nicht direkt beobachtet werden. Daher sind wir darauf angewiesen, diese Wachstumsprozesse möglichst genau nachzustellen. Computersimulationen ermöglichen es uns heute, das Wachstum einzelner Staubpartikel hin zu Planeten zu untersuchen. Von entscheidender Bedeutung hierfür ist es, ein vollständiges Bild der Stoßphysik von Objekten zu erlangen, welche viele Größenordnungen sowohl in der Größe als auch der Dichte und den Stoßgeschwindigkeiten umfassen. Gerade das Stoßverhalten von Körpern unterhalb einiger Dezimeter kann hierzu durch Laborexperimente mit geeigneten Analogmaterialien untersucht werden. Dabei ist in den vergangenen Jahren ein komplexes Bild von den Stoßprozessen poröser Staubagglomerate entstanden, welches beispielsweise von Güttler et al. (2010) und Zsom et al. (2010) verwendet wurde, um einen tieferen Einblick in die frühen Wachstumsphasen der Planeten zu erhalten. Hierbei kombinierten sie die Erkenntnisse aus Laborexperimenten mit aktuellen Wachstumssimulationen und konnten zeigen, dass abprallende Stöße ein Wachstum von Objekten oberhalb von ca. 1 cm verhindern. Auch andere Effekte, wie die Fragmentation zweier stoßender Agglomerate oder das Stürzen metergroßer Objekte in Richtung der jungen Sonne, stellen Barrieren für das Wachstum dar. Selbst wenn wir heute noch nicht verstehen, wie diese überwunden wurden, so ist es offensichtlich, dass dies möglich war.

---

<sup>1</sup>Die Anzahl bezieht sich auf die bestätigten Exoplaneten. Stand: 30.5.2016; Quelle: <http://www.exoplanet.eu/>.

Ziel dieser Arbeit ist es, Experimente mit für das Wachstum entscheidenden Parametern durchzuführen und zu verwenden, um ein neues Stoßmodell abzuleiten. Besonderer Fokus liegt hierbei auf den Übergängen zwischen den Regimen in denen Haftung, Abprallen und Fragmentation auftreten. Mit Hilfe dieses Modells sollen erste Abschätzungen darüber erfolgen, inwieweit große Körper im jungen Sonnensystem und um andere Sterne durch Stoßprozesse – auch über die bekannten Grenzen hinweg – wachsen konnten.

Die vorliegende Arbeit ist wie folgt gegliedert: In Kapitel 2.1 wird zunächst ein Überblick über das derzeitige Verständnis der Prozesse, welche zur Entstehung von Planeten führen, gegeben. Für die spätere Diskussion werden in Abschnitt 2.2 die Eigenschaften der protoplanetaren Scheiben zusammengefasst. Das im Rahmen dieser Arbeit abgeleitete neue Stoßmodell basiert auf diversen Vorarbeiten und Experimenten, über welche in Abschnitt 2.3 ein Überblick gegeben wird.

Die für diese Arbeit durchgeführten neuen Schwerelosigkeitsexperimente werden in den Kapiteln 3 und 4 vorgestellt. Im ersten Experiment wurde am Bremer Fallturm das Haft- und Wachstumsverhalten von submikrometergroßen Staubagglomeraten untersucht. Der Fokus des zweiten Experimentes lag auf abprallenden Stößen zentimetergroßer Staubagglomerate und wurde im Rahmen einer Parabelflugkampagne durchgeführt.

Zusätzlich zu diesen Experimenten werden in Kapitel 5 die Ergebnisse verschiedener anderer Arbeiten zusammengetragen und verwendet, um eine massenabhängige Fragmentationsgrenze zu bestimmen.

Die Ergebnisse dieser Arbeit werden in Kapitel 6 verwendet, um ein neues, empirisches Stoßmodell für poröse Staubagglomerate abzuleiten, welches in Hinblick auf mögliches Wachstum von Planeten diskutiert wird.

Abschließend werden die Ergebnisse der Arbeit in Kapitel 7 zusammengefasst.



## 2 Planetenentstehung

Die Entstehung der Planeten unseres Sonnensystems ist, wie auch in extrasolaren Planetensystemen, eng mit der Entstehung des jeweiligen Zentralsternes verbunden. In Abschnitt 2.1 wird deshalb zunächst ein Überblick über das heutige Verständnis der grundlegenden Prozesse gegeben, welche dafür verantwortlich sind, dass aus mikrometergroßen Staubteilchen innerhalb einiger Millionen Jahre Planeten mit Durchmessern von mehreren tausend Kilometern werden. Dabei liegt der Fokus vor allem auf der Entstehungsgeschichte der terrestrischen Planeten unseres Sonnensystems. In Abschnitt 2.2 werden die im Verlauf dieser Arbeit verwendeten Modelle der protoplanetaren Scheiben und der Quellen der Stoßgeschwindigkeiten zwischen Staubagglomeraten erläutert. Die der vorliegenden Arbeit vorangegangenen Experimente zum Stoßverhalten poröser Staubagglomerate werden in Abschnitt 2.3 vorgestellt, wobei sich die Zusammenfassung chronologisch an den Stoßmodellen nach Güttler et al. (2010) und Windmark et al. (2012a) sowie den seither durchgeführten Experimenten orientiert. In Abschnitt 2.4 wird auf die aktuelle Diskussion über das abprallende Verhalten von Staubagglomeraten eingegangen. Abschließend werden in Abschnitt 2.5 die Eigenschaften der typischerweise in Laborexperimenten verwendeten Analogmaterialien wiedergegeben.

### 2.1 Überblick über die Entstehung terrestrischer Planeten

Der Ursprung der heute existierenden Planetensysteme liegt in Molekülwolken, welche Überreste vorangegangener Generationen von massereichen Sternen sind, die am Ende ihrer Existenz in einer Supernova vergangen sind. Einzelne Wolken können dabei Teil weitaus größerer Komplexe sein, in welchen eine Vielzahl von Sternen entstehen.

Molekülwolken befinden sich so lange in einem Gleichgewicht zwischen dem thermischen Druck und dem Gravitationsdruck des Gases, bis eine äußere Störung einen Kollaps einleitet. Als Ursachen hierfür kommen nahe liegende AGB-Sterne (englisch für *Asymptotic Giant Branch*) und Supernova vom Typ II in Betracht, wobei letztere im Falle unseres Sonnensystems als wahrscheinlicher angenommen wird (Dauphas und Chaussidon 2011).

Am Ende des Kollapses einer Molekülwolke entsteht zunächst ein Protostern, später ein Vorhauptreihenstern wie die T-Tauri-Sterne. Aufgrund der Erhaltung des Drehimpulses, welcher aus der Rotation der ursprünglichen Wolke um das galaktische Zentrum stammt, entsteht eine Scheibe aus Gas (Tscharnutter et al. 2009). Auch wenn stetig ein Teil der Masse der Scheibe durch den Stern akkretiert wird, bleibt sie über einen Zeitraum von wenigen Millionen Jahren bestehen. Typischerweise werden diese Scheiben als

Akkretionsscheiben oder, im Kontext der Planetenentstehung, als protoplanetare Scheiben bezeichnet.

Anfänglich sind die Temperaturen in der Scheibe so hoch, dass die Materie der inneren protoplanetaren Scheibe in der Gasphase vorliegt (Cassen 2001). Die Temperatur der Scheibe nimmt mit der Zeit ab, wobei sie im äußeren Bereich deutlich niedriger ist als im inneren. Dies hat zur Folge, dass zunehmend feste Partikel kondensieren. Im Inneren der Scheibe sind dies vorwiegend Silikate und Oxide, welche ca. 1 % der Masse ausmachen, wohingegen in den äußeren Bereichen jenseits der so genannten Eislinie (engl. *Ice Line*), zusätzlich Wassereis kondensiert<sup>2</sup> (Lecar et al. 2006, Ros und Johansen 2013).

Die mit der Zeit kondensierenden Feststoffe liegen in Form von Staubkörnern vor, welche die Grundlage für die Planetenentstehung bilden. Aufgrund der Ergebnisse der Stardust-Mission vermuten Brownlee et al. (2006) darüber hinaus, dass trotz der hohen Temperaturen beim Kollaps einer Molekülwolke ein Teil der presolaren Staubkörner diese Phase überdauert haben könnte. Es wird im Allgemeinen davon ausgegangen, dass die Größenverteilung der Staubkörner im jungen Sonnensystem weitestgehend der heutigen entspricht. Die Untersuchungen von primitiven, chondritischen Meteoriten (Scott und Krot 2005), der durch die Stardust-Mission zurückgebrachten Proben des Kometen 81P/Wild 2 (Brownlee et al. 2006), sowie von interstellaren Staubkörnern (Landgraf et al. 2000) ergaben, dass die Größenverteilung der Staubkörner zwischen wenigen Nanometern und ca. 10  $\mu\text{m}$  liegt. Dies stimmt auch mit den Messungen von Mathis et al. (1977) überein, welche die Größenverteilung interstellarer Staubkörner auf den Bereich von wenigen Nanometern bis zu Mikrometern bestimmt haben, wobei die Häufigkeit größerer Partikel weniger genau bekannt ist.

An dieser Stelle soll der Schwerpunkt der Diskussion auf der Entstehung terrestrischer Planeten liegen. Dabei erfolgt eine Einteilung der Wachstumsprozesse in drei Phasen (Morbidelli et al. 2012): In der ersten Phase agglomeriert der Staub in der protoplanetaren Scheibe zu immer größeren Objekten (Blum und Wurm 2008). Am Ende dieses Prozesses stehen sogenannte kilometergroße Planetesimale, welche massereich genug sind, sodass ihr Wachstum durch die gravitative Wechselwirkung dominiert wird. Der Entstehungsprozess dieser Objekte beginnt damit, dass die Brownsche Bewegung den Staub in der protoplanetaren Scheibe zu langsamen Stößen anregt, welche aufgrund der Van-der-Waals-Kräfte zu Haftung führen. Auf diese Weise entstehen hoch poröse, fraktale Agglomerate, welche eine gebrochene Masse-Radius-Beziehung der Form

$$m \propto r^{D_f} \quad (2.1)$$

aufweisen. Die fraktale Dimension ist  $D_f < 3$ , wobei Blum und Wurm (2008) typische, in Experimenten bestimmte, Werte unterhalb von 2 angeben. Mit zunehmender Masse der Agglomerate dominieren andere Wechselwirkungen mit dem Gas als Quelle der Stoßgeschwindigkeiten, wodurch diese zunehmen (siehe Abschnitt 2.2.2). Die im Mittel höheren Stoßgeschwindigkeiten und Agglomeratmassen haben eine zunehmende Restrukturierung der Agglomerate zur Folge (Dominik und Tielens 1997, Blum und Wurm 2000).

---

<sup>2</sup>Die Eislinie ist der Abstand zu einem Stern, ab welchem Wassereis in fester Form kondensieren kann, und lag zur Zeit der Planetenentstehung bei einem Abstand von ca. 2,7 AE. Eine Astronomische Einheit (AE) ist die mittlere Entfernung der Erde zur Sonne und beträgt 149597870700 m. Neben der Eislinie für H<sub>2</sub>O existieren auch Abstände, ab denen andere flüchtige Verbindungen wie CO<sub>2</sub> in fester Form vorliegen. Diese werden ebenfalls als Eislinien der jeweiligen Verbindung bezeichnet.

Es wird davon ausgegangen, dass die Agglomerate ihren fraktalen Charakter verloren, wenn sie eine Größe von ca.  $100\,\mu\text{m}$  erreicht hatten.

Auch nachdem die Agglomerate ihren fraktalen Charakter verloren haben, sind sie noch hoch porös. Die Porosität kann durch den Volumenfüllfaktor  $\phi$  beschrieben werden, welcher definiert ist als das Verhältnis der Summe der Volumen der einzelnen Staubkörner innerhalb des Agglomerates  $V_i$  zum Volumen des makroskopischen Objektes  $V$ :

$$\phi = \sum_i \frac{V_i}{V}. \quad (2.2)$$

Das Stoßverhalten dieser Agglomerate wurde in einer Vielzahl von Experimenten anhand von Proben mit einem Volumenfüllfaktor von  $\phi \approx 0,15$  bis  $0,5$  untersucht (siehe Blum und Wurm 2008). Es hat sich gezeigt, dass die möglichen Resultate der Stöße äußerst komplex sind und dabei vor allem von der Größe der Stoßpartner, deren Stoßgeschwindigkeit und ihrer Porosität abhängen (Güttler et al. 2010). In erster Näherung können zwei Agglomerate entweder aneinander haften, voneinander abprallen oder fragmentieren. Ein genauere Beschreibung geben Güttler et al. (2010) in einem Stoßmodell, welches aus den zur Verfügung stehenden Experimenten neun unterschiedliche Stoßergebnisse ableitet (siehe Abschnitt 2.3.1). Dieses Modell ermöglicht es, das Wachstum protoplanetarer Körper mit Hilfe von Computersimulationen zu untersuchen. Eine erste umfangreiche Anwendung fand das Modell in Zsom et al. (2010, 2011). Vereinfachte Versionen des Modells wurden darüber hinaus von Windmark et al. (2012a) und Garaud et al. (2013) verwendet. Diese Simulationen haben die Grenzen des Wachstums durch abprallende Stöße aufgezeigt, sowie auch mögliche Effekte gefunden, welche die Entstehung größerer Objekte erklären können.

Nach heutigem Kenntnisstand existieren verschiedene Effekte, welche das Wachstum von Planetesimalen behindern. An dieser Stelle sollen drei häufig diskutierte Wachstumsgrenzen erläutert werden. Unter der Annahme, dass die Agglomerate zunehmend an Masse gewinnen, ergibt sich aus der Wechselwirkung mit dem Gas ein Effekt, welcher verhindern kann, dass das Wachstum der Agglomerate eine Größe von  $1\,\text{m}$  überschreitet. Wie in Abschnitt 2.2.2 gezeigt wird, koppeln Agglomerate, je nach ihrer Größe, unterschiedlich gut an das Gas der protoplanetaren Scheibe. Diese rotiert aufgrund eines Druckgradienten, der einen Teil der Anziehung des Sterns kompensiert, mit subkeplerschen Geschwindigkeit. Dies hat zur Folge, dass Agglomerate, welche nicht mehr an das Gas koppeln, jedoch noch immer durch die Relativgeschwindigkeit auf ihrem Orbit abgebremst werden, auf einer spiralförmigen Bahn in Richtung des Sternes driften (Weidenschilling 1977a). Dieser Effekt ist, abhängig von der jeweiligen Scheibe, für Objekte von ca.  $1\,\text{m}$  Größe am stärksten, sodass diese innerhalb weniger hundert Orbits an die Evaporationsgrenze am inneren Rand der Scheibe transportiert werden und dort für das weitere Wachstum verloren gehen. Da dieser Effekt das Wachstum von Objekten begrenzt, wird er meist als Drift-Barriere (engl. *Drifting Barrier*) bezeichnet. Damit dennoch Planetesimale entstehen können, müssen sie entweder in ihrer radialen Bewegung gestoppt werden oder innerhalb weniger Umläufe zu Größen anwachsen, bei denen sie von dem Gas nicht länger beeinflusst werden.

Bereits vor dem Stoßmodell von Güttler et al. (2010) war bekannt, dass poröse Agglomerate bei Stoßgeschwindigkeiten oberhalb von ca.  $1\,\text{m s}^{-1}$  fragmentieren. Brauer et al. (2008) haben gezeigt, dass selbst bei einer Fragmentationsgeschwindigkeit von  $10\,\text{m s}^{-1}$

ein Wachstum von Agglomeraten, welche größer als einige Millimeter sind, nicht möglich ist. Der genaue Wert hängt dabei vom betrachteten Modell für die protoplanetare Scheibe ab, welches bestimmt, für welche Agglomeratgröße die Fragmentationsgeschwindigkeit erreicht wird (siehe Abschnitt 2.2.1). Durch diese Fragmentationsbarriere (engl. *Fragmentation Barrier*) wird zum einen eine maximale Größe für die Agglomerate festgelegt, zum anderen werden auch ständig kleine Fragmente erzeugt. Letzteres stellt eine Erklärung für die Beobachtung von kleinen Partikeln in älteren protoplanetaren Scheiben dar. Diese weisen einen stärkeren Infrarotexzess auf, als zu erwarten wäre, wenn in ihnen bereits der gesamte Staub zu größeren Objekten gewachsen wäre (Dullemond und Dominik 2005).

Die auf dem Stoßmodell von Güttler et al. (2010) basierenden Wachstumssimulationen von Zsom et al. (2010) haben gezeigt, dass der Wachstumsprozess nach einigen hunderttausend Jahren<sup>3</sup> bei Agglomeratgrößen von mehreren Millimetern oder Zentimetern zum Erliegen kommt. Der Grund hierfür ist die zunehmende Verdichtung der Agglomerate, welche zur Folge hat, dass diese nur noch voneinander abprallen. Dies wird in der Literatur meist als *Bouncing Barrier*<sup>4</sup> bezeichnet.

Diese drei Wachstumsgrenzen verhindern, dass Agglomerate aufgrund von Stoßprozessen größer als einige Millimeter oder, im Falle der Drift-Barriere, 1 m werden. Im Folgenden sollen drei mögliche Prozesse beschrieben werden, welche das Wachstum von Planetesimalen dennoch erklären können.

In den äußeren Bereichen der protoplanetaren Scheibe, jenseits der Eislinie für Wasser, können neben Staub- auch Eispartikel kondensieren. Gundlach und Blum (2015) konnten zeigen, dass mikrometergroße Wassereispartikel auch noch bei Geschwindigkeiten von  $9,6 \text{ m s}^{-1}$  haften, was etwa 10 mal schneller ist als für vergleichbare Silikatpartikel. Simulationen u.a. von Suyama et al. (2008) und Okuzumi et al. (2012) haben gezeigt, dass das fraktale Wachstum dieser Partikel zu deutlich größeren Agglomeraten möglich ist. Stöße zwischen den fraktalen Eisagglomeraten führen demnach zur Entstehung von ca. 100 m großen, hoch porösen Agglomeraten ( $\phi \approx 10^{-3}$  bis  $10^{-4}$ ), welche durch den Druck des sie umströmenden Gases nur geringfügig kompaktiert werden. Anfänglich beträgt die fraktale Dimension dieser Agglomerate 2, später, nach Einsetzen der Kompaktion, 2,5. Erreichen die Objekte eine hinreichende Größe, werden sie aufgrund des Drucks des langsameren Gases und ihrer Eigengravitation kompaktiert und formen Planetesimale (Kataoka et al. 2013). Wegen ihrer aerodynamischen Eigenschaften werden sie zudem weniger durch die radiale Drift beeinflusst, sodass diese das Wachstum nicht behindert. Dieser Prozess erklärt jedoch nicht das Wachstum von Objekten im inneren Sonnensystem.

Eine weitere Möglichkeit, die Grenze zu überwinden, besteht im Wachstum durch den sogenannten Massentransfer. Die Simulationen von Zsom et al. (2010) gehen von einer mittleren Stoßgeschwindigkeit zwischen zwei Stoßpartnern aus. Gerade in Hinblick auf die turbulente Bewegung des Gases stellt dies jedoch eine Vereinfachung da. Windmark et al. (2012b) und Garaud et al. (2013) nehmen eine Verteilung für die Geschwin-

---

<sup>3</sup>Die Zeit ist stark abhängig von den verwendeten Annahmen für die protoplanetare Scheibe. Dieser Wert bezieht sich auf ein *Minimum-Mass-Solar-Nebula-Model* (siehe Abschnitt 2.2.1) Für andere Modelle kann dieser Wert zwischen 10000 und einigen Millionen Jahren variieren.

<sup>4</sup>An dieser Stelle wird der englische Begriff für diese Wachstumsbarriere beibehalten, da er üblicherweise auch in der deutschsprachigen wissenschaftlichen Diskussion verwendet wird.

digkeit zweier Stoßpartner an. Dies hat zur Folge, dass ein kleiner Teil der Stöße zwischen Agglomeraten, welche bei Betrachtung der mittleren Geschwindigkeiten voneinander abprallen, in Fragmentation endet. Diese zerstörten Agglomerate produzieren wiederum kleinere Fragmente, welche eine höhere Relativgeschwindigkeit zu den anderen Agglomeraten aufweisen (siehe Abschnitt 2.2.2). Stöße zwischen diesen unterschiedlich großen Agglomeraten können wiederum zu Wachstum führen. Experimente von Teiser und Wurm (2009a), Kothe et al. (2010), Bukhari Syed et al. (eingereicht) und anderen haben gezeigt, dass bei unterschiedlich großen Stoßpartnern meist der kleinere fragmentiert und einen Teil seiner Masse an den größeren überträgt. Damit dieser Prozess zu einem Nettowachstum führt, müssen die Stöße, welche zu Massentransfer führen, gegenüber den zu Fragmentation führenden Stößen zwischen den großen Objekten dominieren. Darüber hinaus dürfen nicht zu viele kleine Fragmente entstehen. Schräpler und Blum (2011) und Seizinger et al. (2013) haben gezeigt, dass Einschläge kleiner Staubagglomerate und Monomere einen erosiven Effekt haben, welcher das Wachstum verhindern kann. Dieser Effekt wurde in den Simulationen von Windmark et al. (2012b) und Garaud et al. (2013) nicht berücksichtigt. Somit ist noch unklar, inwieweit ein Wachstum durch den Effekt des Massentransfers möglich ist (siehe Diskussion in Abschnitt 6.6).

Zunehmend wird in den letzten Jahren ein schnelles Wachstum durch den gravitativen Kollaps einer zuvor entstanden Anhäufung von Staubagglomeraten diskutiert. Bildet sich anhand der Sedimentation in der Mittelebene eine dichte Unterscheibe, so kann aufgrund der Rückkopplung auf die Bewegung des Gases und des radialen Druckgradienten eine sogenannte *Streaming Instability*<sup>5</sup> entstehen (Youdin und Goodman 2005). Diese sorgt für Anhäufungen von Staubagglomeraten, welche massereich genug werden können, um gravitativ instabil zu werden und somit Planetesimale zu formen. Um eine hinreichend dünne Unterscheibe zu erzeugen, ist es notwendig, dass diese nicht von zu starker Turbulenz gestört wird, was innerhalb der *Dead Zone*<sup>6</sup> gegeben ist. Begünstigt wird das Wachstum zudem durch einen geringeren Druckgradienten. Die am häufigsten verwendete physikalische Interpretation dieser Simulationsergebnisse ist, dass die Rückkopplung der Ansammlung von Agglomeraten auf das Gas zur Folge hat, dass dieses sich mit einer höheren Bahngeschwindigkeit bewegt. Somit werden die Agglomerate weniger von der radialen Drift beeinflusst, was eine Lösung für das Problem des Verlusts der Agglomerate durch diesen Effekt darstellt. Des Weiteren werden einzelne Agglomerate – oder kleinere Ansammlungen – auf ihrem Weg in Richtung des Sterns von den größeren Agglomeraten aufgenommen. Gleiches geschieht aufgrund der unterschiedlichen Geschwindigkeiten auch in azimuthaler Richtung (Johansen und Youdin 2007, Carrera et al. 2015). Je nach Größe der Ansammlung entstehen durch dessen Kollaps schließlich Planetesimale von mehreren 100 km Größe (Johansen et al. 2014). Damit es zur Ausbildung der *Streaming Instability* kommt, ist jedoch eine supersolare Häufigkeit von Staub nötig. Bai und Stone (2010) präzisieren, dass diese Häufigkeit von Agglomeraten, welche

---

<sup>5</sup>Der englische Begriff *Streaming Instability* wird in dieser Arbeit verwendet, da bislang kein entsprechender geprägter deutschsprachiger Begriff eingeführt wurde.

<sup>6</sup>An dieser Stelle wird der englischsprachige Begriff beibehalten, da keine deutsche Entsprechung existiert. Die *Dead Zone* ist der Bereich innerhalb einer protoplanetaren Scheibe, welcher nicht ionisiert ist und in dem demnach keine Turbulenz aufgrund der *Magnetorotational Instability* entstehen kann. Der Grund hierfür ist die Opazität der oberen Schichten der Scheibe, welche die Strahlung des Zentralsterns blockiert und somit verhindert, dass das Gas ionisiert wird.

eine Stokes-Zahl  $St$  (siehe Abschnitt 2.2.2) oberhalb von 0,01 haben, überschritten werden muss. Dies entspricht unter Annahme eines Standardmodells für die protoplanetare Scheibe (MMSN, siehe Abschnitt 2.2.1) porösen Agglomeraten ( $\phi = 0,3$ ) der Größen von 7,6 cm und 1,6 cm bei 1 AE bzw. 5 AE<sup>7</sup>. Johansen et al. (2014) und Carrera et al. (2015) geben darüber hinaus eine maximale Agglomeratgröße an, welche  $St \approx 1$  entspricht, oberhalb derer die Agglomerate aufgrund der radialen Drift keine *Streaming Instability* auslösen können. Dies entspricht bei 1 AE bzw. 5 AE Größen von 120 cm und 161 cm. Drążkowska und Dullemond (2014) zeigen, dass dieser Mechanismus in der äußeren protoplanetaren Scheibe funktioniert, da die dortigen Staub- und Eispartikel deutlich besser aneinander haften, als es die nicht flüchtigen Substanzen im inneren Sonnensystem tun und somit hinreichend große Objekte formen. Innerhalb der Eislinie müssen die Partikel allerdings die *Bouncing Barrier* anderweitig überwinden, um die *Streaming Instability* zu erzeugen. Dies kann beispielsweise über den oben beschriebenen Massentransfer oder statistisch seltenere, langsame haftende Stöße geschehen (Windmark et al. 2012b, Carrera et al. 2015).

Innerhalb der durch die *Streaming Instability* erzeugten Anhäufungen spielen die Stöße zwischen den Agglomeraten ebenfalls eine wichtige Rolle. Im Falle von Anhäufungen, welche wenige Kilometer große Planetesimale hervorbringen, sind die Stoßgeschwindigkeiten der Agglomerate während des Kollapses gering und führen nur gegen dessen Ende zu Fragmentation. Dahingehend kommt es bei massereicheren Ansammlungen häufiger zu Fragmentation. Dies hat zur Folge, dass kleinere Objekte vorwiegend aus den unveränderten Agglomeraten bestehen, wohingegen dies bei größeren Körpern auch durch eine spätere Differenzierung nicht der Fall ist (Wahlberg Jansson und Johansen 2014, Johansen et al. 2014).

Anhand dieses Befundes liefern Skorov und Blum (2012) ein starkes Indiz dafür, dass zumindest Kometen in *Streaming Instabilities* entstanden sein müssen. Um die beobachtete, kontinuierliche Emission von Staub während der Annäherung an die Sonne zu erklären, gehen die Autoren davon aus, dass die Zugfestigkeit eines Kometen geringer ist als zuvor angenommen. Diese Annahme ermöglicht es ihnen, ein thermophysikalisches Modell zu erstellen, welches diese Beobachtungen erklärt, indem davon ausgegangen wird, dass ein Komet durch das zuletzt beschriebene Szenario mittels gravitativer Instabilität entstanden ist. Ein Wachstum durch haftende Stöße würde deutlich größere Zugfestigkeit hervorbringen. Gleiches kann auch für homogene Körper, welche durch das Wachstum von hoch porösen Eisagglomeraten entstanden sind, angenommen werden (Blum, persönliche Mitteilung). Dies wird jedoch durch zukünftige Simulationen bestätigt werden müssen. Skorov und Blum (2012) gehen davon aus, dass im Inneren des Sonnensystems Agglomerate entstanden sind, deren Wachstum durch die oben beschriebene *Bouncing Barrier* zum Stoppen gekommen ist. Diese Staubagglomerate wurden, ohne weitere Veränderung, durch einen nicht näher beschriebenen Prozess an den Ort der Kometenentstehung transportiert. Dort sorgten sie zusammen mit den Eisagglomeraten für das Entstehen einer Instabilität wie der *Streaming Instability*. Dabei wird die vereinfachende Annahme gemacht, dass Staub- und Eisagglomerate im äußeren Sonnensystem in gleicher Menge vorkamen und die gleiche Größe aufwiesen. Auf diese Weise entstehen die oben be-

---

<sup>7</sup>Aufgrund verschiedener Annahmen unterscheiden sich die hier angegebenen Größen von denen in Carrera et al. (2015) zu findenden. Dort werden Agglomeratgrößen von 2 cm und 0,2 cm genannt. Dies liegt vor allem daran, dass dort eine für Chondren typische Dichte von  $3,6 \text{ g cm}^{-3}$  angenommen wird.

schriebenen, vergleichsweise kleinen Ansammlungen aus Eis- und Staubagglomeraten, in welchen die Agglomerate den Kollaps größtenteils unverändert überstehen. Ein so entstehender Komet weist daher einen hierarchischen Aufbau aus Agglomeraten auf. Während der ersten Annäherung eines solchen Kometen an die Sonne verdampfen die Eisagglomerate der oberen Schicht und lassen eine poröse Kruste aus Staubagglomeraten zurück, welche die beobachteten Ausgasungen erklärt.

Unabhängig davon, welcher dieser Prozesse das Wachstum tatsächlich dominiert, entstehen am Ende der ersten Wachstumsphase kilometergroße Planetesimale, welche massereich genug sind, sich gegenseitig durch ihre Gravitation zu beeinflussen.

Dies ist der Beginn der zweiten Phase, welche zunächst vom schnellen Wachstum der größten Planetesimale geprägt ist (engl. *Runaway Growth*) (Greenberg et al. 1978). Durch ihre Anziehungskraft haben diese Objekte einen größeren Stoßquerschnitt und wachsen durch Kollisionen mit kleineren Objekten. Die Häufigkeit und Geschwindigkeit der Stöße wird dabei von den kleineren Objekten, welche in größerer Anzahl vorliegen und den Großteil der Masse ausmachen, bestimmt. Mit Fortschreiten dieses Prozesses nimmt die Anzahl kleiner Objekte ab und das Wachstum wird zunehmend langsamer. Stöße zwischen diesen kleinen Körpern führen zu Fragmentation, sodass nur noch ein Wachstum der größten Objekte möglich ist. Dieser Prozess wird als oligarchisches Wachstum (Kokubo und Ida 1998, 2000, Chambers 2006) bezeichnet und endet mit der Entstehung von etwa marsgroßen planetaren Embryos.

Parallel zu diesem Prozess entstehen außerhalb der Eislinie die planetaren Embryos der Gasriesen. Aufgrund des in Form von Eis zusätzlich zur Verfügung stehenden Materials sind diese massereicher als die planetaren Embryos im inneren Sonnensystem. Noch ist nicht genau bekannt, wie aus diesen ca. 10 mal massereicheren Kernen die Gasriesen werden (Morbidelli et al. 2012). Dieser Prozess muss jedoch schnell genug sein, sodass die Kerne das sie umgebene Gas akkretieren können, bevor sich die protoplanetare Scheibe auflöst. Grund hierfür ist die durch die Aktivität des Vorhauptreihensterns hervorgerufene Photoevaporation (Alexander 2008). Nachdem das Gas um den Stern verloren gegangen ist, verbleibt eine Trümmerscheibe (engl. *Debris Disk*) aus planetaren Embryos und verbliebenen Planetesimalen.

Diese dritte Phase ist wenige Millionen Jahre nach dem ersten Auskondensieren der Staubkörner erreicht (Dauphas und Chaussidon 2011). Ohne die stabilisierende Wirkung des Gases erhöht sich die Exzentrizität der Orbits der Embryos durch ihre gravitative Wechselwirkung untereinander und mit den Gasriesen im äußeren Sonnensystem. Die Umlaufbahnen der Embryos kreuzen sich und es kommt zu Kollisionen zwischen den Körpern, aus denen am Ende Planeten hervorgehen. Simulationen haben gezeigt, dass auf diese Weise Sternensysteme entstehen können, welche dem unseren ähneln (Morbidelli et al. 2012).

## 2.2 Eigenschaften der protoplanetaren Scheiben

### 2.2.1 Scheibenmodelle

Die Beschreibung protoplanetarer Scheiben erfolgt anhand einer Reihe von Parametern wie dem radialen und vertikalen Verlauf der Gasdichte, der Temperatur und der Turbulenz, welche auf Beobachtungen junger Sterne und dem Aufbau unseres eigenen Sonnensystems beruhen.

Der radiale Verlauf der Dichte wird durch die Oberflächendichte

$$\Sigma_g(R) = \Sigma_0 \left( \frac{R}{1 \text{ AE}} \right)^\delta \quad (2.3)$$

beschrieben, bei welcher es sich um die vertikal integrierte Dichte der Scheibe im Abstand  $R$  zum Stern handelt. Unterschiedliche Nebelmodelle werden darin durch die Oberflächendichte  $\Sigma_0$  bei 1 AE und den Exponenten des radialen Verlaufs  $\delta$  charakterisiert. In der Literatur finden sich unterschiedliche Scheibenmodellen, von denen an dieser Stelle drei, welche regelmäßig in den bisher zitierten Arbeiten über Wachstumssimulationen verwendet wurden, vorgestellt werden.

Das *Minimum-Mass-Solar-Nebula-Model* (englisch, im Folgenden MMSN) wurde von Weidenschilling (1977b) und Hayashi (1981) entwickelt und beruht auf der heutigen Verteilung der Planeten in unserem Sonnensystem. Es wird davon ausgegangen, dass die Planeten an ihren heutigen Positionen entstanden sind und die gesamte, nicht flüchtige Materie der protoplanetaren Scheibe in diesen erhalten geblieben ist. Um zudem die flüchtigen Elemente zu berücksichtigen, welche nicht in den Planeten gebunden wurden, wird die Masse der Planeten auf die solare Häufigkeit der Elemente hochgerechnet. Hieraus ergeben sich die Parameter  $\Sigma_0 = 1700 \text{ g cm}^{-2}$  und  $\delta = -1,5$ .

Basierend auf Beobachtungen von protoplanetaren Scheiben haben Andrews und Williams (2007) einen flacheren Verlauf sowie eine geringere Dichte vorhergesagt. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird das von Brauer et al. (2008) modifizierte Profil mit  $\Sigma_0 = 45 \text{ g cm}^{-2}$  und  $\delta = -0,8$  verwendet.

Das Modell von Desch (2007) basiert auf ähnlichen Annahmen wie das MMSN-Modell, berücksichtigt jedoch die Erkenntnisse des Nizza-Modells (Tsiganis et al. 2005), welches die Migration von Planeten beschreibt. Daraus folgt die Annahme eines zunächst kompakteren Sonnensystems, woraus sich die Parameter zu  $\Sigma_0 = 5,1 \cdot 10^4 \text{ g cm}^{-2}$  und  $\delta = -2,2$  und somit eine deutlich dichtere Scheibe ergibt. Auch wenn das Modell von Desch (2007) nur für das äußere Sonnensystem vorgesehen wurde, wird in dieser Arbeit die Extrapolation von Zsom et al. (2010) verwendet, sodass das Modell auch für die Beschreibung der inneren protoplanetaren Scheibe verwendet werden kann.

Die vertikale Dichteverteilung wird durch ein Gaußprofil der Form

$$\rho_g(z, R) = \frac{\Sigma_g(R)}{\sqrt{2\pi}H_p} e^{(-z^2/2H_p^2)} \quad (2.4)$$

beschrieben. Dabei nimmt die vertikale Ausdehnung der Scheibe mit dem Abstand zur Sonne zu. Hier ist  $z$  die Höhe über der Mittelebene der Scheibe und  $r$  der Abstand zum Protostern.  $H_p = c_s \Omega_k^{-1}$  ist die Skalenhöhe des Drucks (Zsom et al. 2011), welche das



Verhältnis der Schallgeschwindigkeit des Gases  $c_s = \sqrt{k_b T / \mu_g m_{pr}}$  und der Keplerfrequenz  $\Omega_k = \sqrt{GM_\star / R^3}$  ist.  $k_b$  ist die Boltzmannkonstante,  $\mu_g$  das Molekülgewicht,  $m_{pr}$  die Protonenmasse,  $G$  die Gravitationskonstante und  $M_\star$  die Masse des Protosterns.

Für den Temperaturverlauf  $T(R)$  des Gases innerhalb der Scheibe gilt nach Hayashi et al. (1985)

$$T = 280\text{K} \cdot \left( \frac{R}{1 \text{ AE}} \right)^{-0,5}. \quad (2.5)$$

Eine weitere Eigenschaft der protoplanetaren Scheibe besteht in der Stärke ihrer Turbulenz, beispielsweise der *Magnetorotational Instability* (Balbus und Hawley 1991). Die Turbulenz spielt eine wichtige Rolle dabei, die hohe Viskosität zu erklären, welche benötigt wird, um die Akkretionsraten und Lebenszeiten von protoplanetaren Scheiben zu verstehen. Da der genaue Ursprung der Turbulenz noch nicht abschließend geklärt ist, wird meist der von Shakura und Sunyaev (1973) eingeführte  $\alpha$ -Parameter verwendet. Dieser verknüpft die turbulente Viskosität  $\nu_T$  gemäß

$$\nu_T = \alpha c_s H_g \quad (2.6)$$

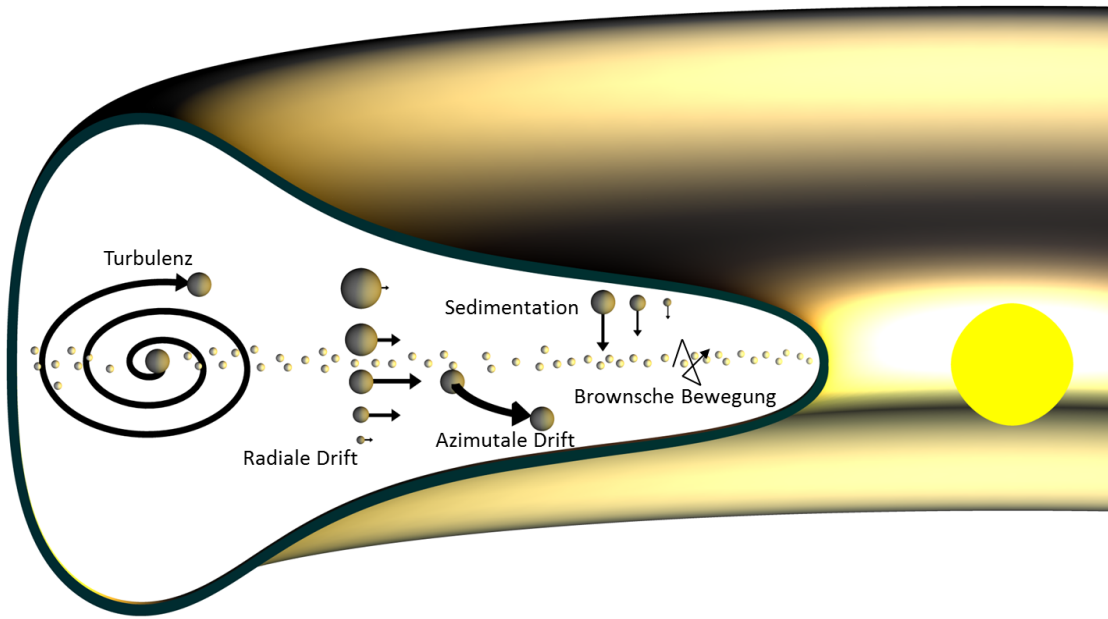
mit der Schallgeschwindigkeit und der Skalenhöhe. Typischerweise werden Werte zwischen  $10^{-2}$  und  $10^{-5}$  angenommen, wobei im Rahmen dieser Arbeit, wenn nicht anders angegeben,  $\alpha = 10^{-3}$  verwendet wird.

## 2.2.2 Quellen der Stoßgeschwindigkeit

Eingangs wurde bereits ausgeführt, dass die erste Phase des Wachstums kleiner Körper in protoplanetaren Scheiben mit Stößen zwischen einzelnen submikrometer- bis mikrometergroßen Staubkörnern, welche zu größeren Agglomeraten heranwachsen, beginnt. Ursache für diese Stöße sind unterschiedliche Wechselwirkungen des Staubes mit dem Gas der Scheibe. Typischerweise werden die Brownsche Bewegung, die Turbulenz, die Sedimentation und die sogenannte radiale und azimuthale Drift als Quellen der Stoßgeschwindigkeit berücksichtigt. Einen Überblick über diese Mechanismen bietet Abbildung 2.1.

Die unterschiedlichen Wechselwirkungsmechanismen der Staubagglomerate mit dem Gas weisen jeweils eine Abhängigkeit von der Agglomeratgröße auf, was in Abbildung 2.2 veranschaulicht wird. Hierfür wurde eine Darstellung gewählt, welche an die Abbildungen in Weidenschilling und Cuzzi (1993) angelehnt ist. Auf den Achsen der einzelnen Graphen finden sich die Größen der stoßenden Agglomerate. Die Isolinien sowie die Farben geben die mittleren Stoßgeschwindigkeiten an. Im Folgenden werden die genannten Wechselwirkungen vorgestellt und die für die Bestimmung der einzelnen Geschwindigkeiten verwendeten Gleichungen für die Diskussion in Kapitel 6 bereit gestellt.

Einzelne Staubkörner und kleine Agglomerate werden durch Stöße mit den Molekülen des Gases zur Brownschen Bewegung angeregt. Die hierbei auftretenden Geschwindigkeiten hängen von der Temperatur des Gases und der Masse der Moleküle ab und liegen typischerweise im Bereich von  $10^{-3}$  bis  $10^{-4} \text{ m s}^{-1}$ . Da die Stöße mit den Gasmolekülen aus allen Richtungen erfolgen, sind die Stoßgeschwindigkeiten der Staubagglomerate statistisch verteilt. Für die meisten Belange wird die mittlere Relativgeschwindigkeit ver-



**Abbildung 2.1:** Qualitative Darstellung der unterschiedlichen Quellen der Geschwindigkeiten in einer protoplanetaren Scheibe nach Testi et al. (2014). Die Partikel in der Mittelebene repräsentieren die Entstehung einer Staubunterscheibe. Die Größe der unterschiedlichen Pfeile gibt die Größenabhängigkeit der Sedimentation und der radialen Drift an. Auf die Darstellung der Größenabhängigkeit der azimutalen Drift wurde der Übersicht wegen verzichtet. Die Turbulenz ist symbolhaft dargestellt und kann sowohl in vertikaler als auch azimutaler Richtung auftreten. Die Brownsche Bewegung findet für kleine Körper in der gesamten Scheibe statt.

wendet, welche durch

$$\Delta v_B(m_1, m_2) = \sqrt{\frac{8k_B T(m_1 + m_2)}{\pi m_1 m_2}} \quad (2.7)$$

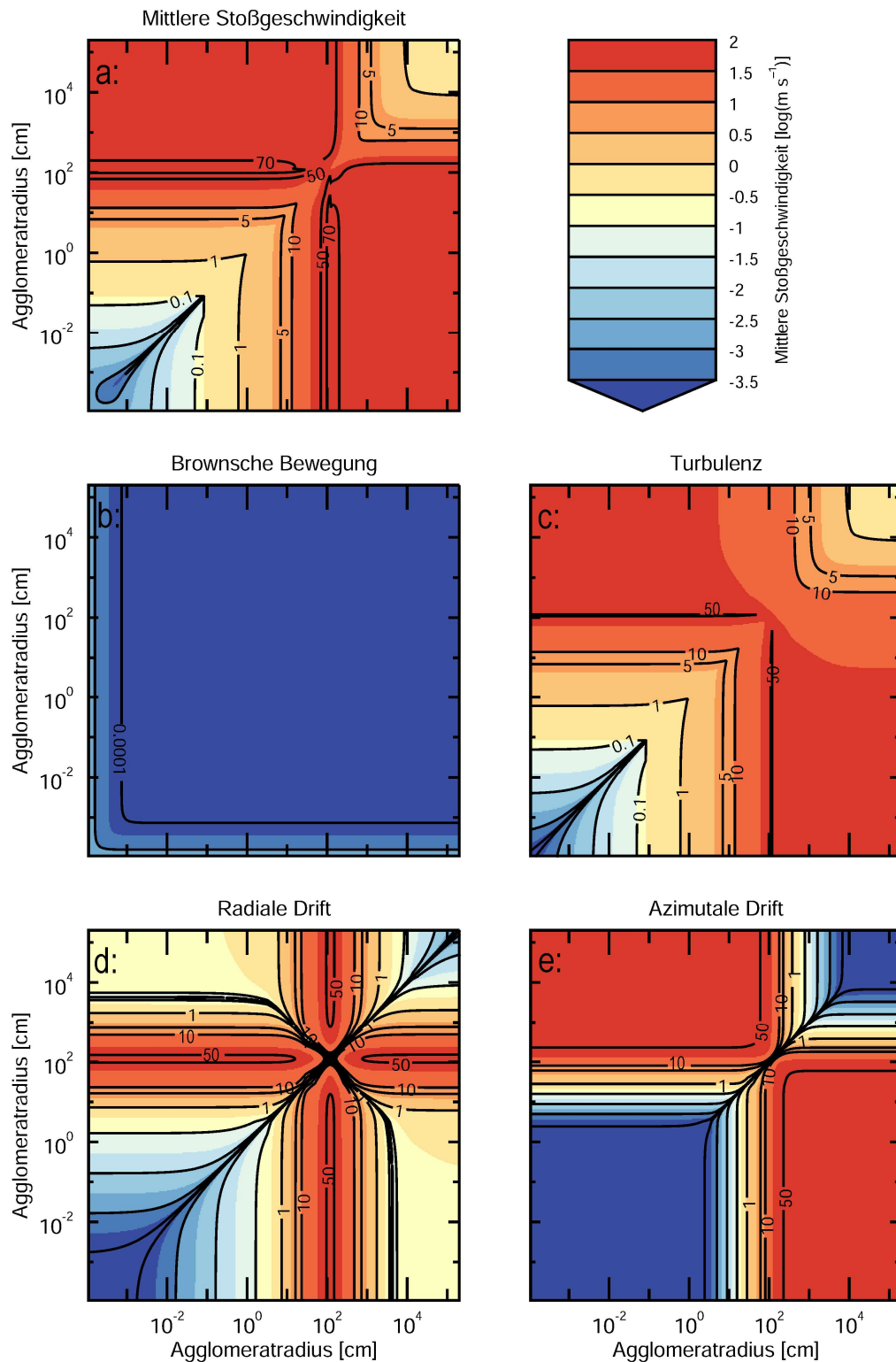
dargestellt wird. Hierbei sind  $m_1$  sowie  $m_2$  die Massen der Stoßpartner. Stöße bei den durch die Brownsche Bewegung erreichten Geschwindigkeiten führen immer zu Haftung (Güttler et al. 2010, Kapitel 3 dieser Arbeit) und somit zum Wachstum größerer Agglomerate. Abbildung 2.2b zeigt, dass diese Agglomerate durch die Stöße mit den Gasmolekülen immer weniger beeinflusst werden und dass diese ab einer Größe von ca.  $100 \mu\text{m}$  (Blum 2004) zu vernachlässigen sind.

Eine weitere Quelle für Stöße ist die Turbulenz. Der Einfluss, den ein turbulenter Wirbel auf ein Agglomerat und somit auf die Stoßgeschwindigkeiten hat, hängt von der Ankoppelzeit  $t_s$  des Agglomerats an das Gas ab. Diese ist vom Verhältnis des Partikelradius  $r$  (oder einer anderen charakteristischen Länge) zur freien Weglänge

$$\lambda_{\text{mfp}} = \mu_g m_{\text{pr}} / \sigma_g \rho_g \quad (2.8)$$

(Okuzumi et al. 2012) im Gas abhängig. Hier ist  $\sigma_g$  der Stoßquerschnitt der Gasmoleküle. Für den Fall, dass  $r < \frac{9}{4} \lambda_{\text{mfp}}$  ist, befindet sich das Agglomerat im Epstein-Regime und wird durch die Stöße mit den Gasmolekülen beeinflusst (Weidenschilling 1977a). Die Ankoppelzeit berechnet sich durch

$$t_s^{\text{Ep}} = \frac{\phi \rho_s r}{\rho_g v_{\text{th}}}, \quad (2.9)$$



**Abbildung 2.2:** Darstellung von Stoßgeschwindigkeiten nach Weidenschilling und Cuzzi (1993) für ein MMSN-Modell bei 1 AE und einer Turbulenz von  $\alpha = 10^{-3}$ . Die Achsen geben die Größe der Stoßpartner an, die Isolinien und Farben die korrespondierenden Stoßgeschwindigkeiten in Metern pro Sekunde. **a:** Relative, mittlere Stoßgeschwindigkeiten unter Berücksichtigung der einzelnen Quellen der Geschwindigkeit. **b-e:** Die Beiträge von Brownscher Bewegung, Turbulenz, sowie radialer und azimuthaler Drift. Auf die Darstellung der Sedimentationsgeschwindigkeit wird verzichtet, da der Fokus der abschließenden Diskussion in Kapitel 6 auf Stößen in der Mittelebene liegt.

wobei  $\rho_s$  die Dichte der Staubkörner und  $v_{th} = \sqrt{\frac{8}{\pi}} c_s$  die thermische Geschwindigkeit ist (Okuzumi et al. 2012). Für ein MMSN-Modell bei 1 AE liegt dieser Übergang bei ca. 3 cm. Für den Fall, dass  $r > \frac{9}{4} \lambda_{mfp}$  ist, befinden sich die Agglomerate im Stokes-Regime, in welchem das Gas als Fluid betrachtet werden kann. Die Berechnung der Ankoppelzeit hängt dabei davon ab, wie turbulent die Strömung um das Agglomerat ist. Charakterisiert wird dies durch die Reynolds-Zahl des Partikels:

$$Re_p = \frac{2r\rho_g\Delta v_{pg}}{\eta_g} . \quad (2.10)$$

Bei  $\eta_g = \frac{1}{2} \rho_g v_{th} \lambda_{mfp}$  handelt es sich um die dynamische Viskosität des Gases<sup>8</sup> und  $\Delta v_{pg}$  ist die relative Geschwindigkeit der Agglomerate zum Gas<sup>9</sup>. Für  $Re_p < 1$  gilt nach Weidenschilling (1977a)

$$t_s^{St_1} = \frac{2\phi\rho_s r^2}{9\eta_g} , \quad (2.11)$$

für den Bereich  $1 < Re_p < 800$

$$t_s^{St_2} = \frac{2^{0,6} \phi \rho_s r^{1,6}}{9 \eta_g^{0,6} \rho_g^{0,4} \Delta v_{pg}^{0,4}} \quad (2.12)$$

und für  $Re_p > 800$

$$t_s^{St_3} = \frac{6\phi\rho_s r}{\rho_g \Delta v_{pg}} . \quad (2.13)$$

Das zweite und dritte Regime kommen im MMSN-Modell und in einem Abstand von 1 AE bei Agglomeraten einer Größe von über 0,3 m bzw. 145 m zum Tragen.

Die Berechnung des Beitrags der Turbulenz zu den Stoßgeschwindigkeiten erfolgt unter Verwendung der dimensionslosen Stokes-Zahl, welche das Verhältnis der Ankoppelzeit zur Umlaufzeit der größten turbulenten Wirbel  $t_\Omega$  ist. An dieser Stelle wird die hierfür übliche Definition

$$t_\Omega = \Omega_k(R)^{-1} \quad (2.14)$$

verwendet. Somit ergibt sich die Stokes-Zahl zu

$$St = \frac{t_s}{t_\Omega} = t_s \Omega_k . \quad (2.15)$$

Mit Hilfe dieser Größen ist es möglich, den Beitrag der Turbulenz zu der Relativgeschwindigkeit der Staubagglomerate untereinander zu berechnen. Eine Lösung für die mittlere Stoßgeschwindigkeit geben Ormel und Cuzzi (2007), wobei drei Grenzfälle betrachtet werden, bei denen für die Ankoppelzeiten der Stoßpartner 1 und 2 im Weiteren ohne Beschränkung der Allgemeinheit  $t_1 > t_2$  und somit  $St_1 > St_2$  gilt.

<sup>8</sup>Häufig findet auch die kinematische bzw. molekulare Viskosität  $\nu_m = \eta_g \rho_g^{-1}$  Anwendung.

<sup>9</sup>Im Rahmen dieser Arbeit werden die später eingeführte radiale und azimutale Drift (jeweils die Terme eines der Agglomerate aus den Gleichungen 2.22 und 2.25) sowie die Turbulenz berücksichtigt. Für die Relativgeschwindigkeit der Agglomerate zum turbulenten Gas gilt nach Cuzzi und Hogan (2003)  $v_{pg,turb} = v_g \sqrt{(St^2(Re^{1/2} - 1))((St + 1)(St Re^{1/2} + 1))^{-1}}$ . Die Berechnung der Reynolds-Zahl erfolgt zunächst mit Hilfe der für das erste Stokes-Regime ( $Re_p < 1$ ) berechneten Ankoppelzeit bzw. Stokes-Zahl (Gleichung 2.11). Anschließend wird die Reynolds-Zahl  $Re_p$  berechnet und gegebenenfalls die Ankoppelzeit korrigiert.

Kleine Agglomerate koppeln stark an das sie umgebene Gas. Es gilt somit  $t_1 \ll t_\eta$ , wobei  $t_\eta = t_\Omega \cdot Re_g^{-1/2}$  die Umlaufzeit der kleinsten Wirbel ist<sup>10</sup>. Die Reynolds-Zahl  $Re_g$  des turbulenten Gases wird aus dem Verhältnis der turbulenten  $\nu_t$  und der molekularen Viskosität  $\nu_m$  zu

$$Re_g = \frac{\nu_t}{\nu_m} = \frac{\alpha c_s \rho_g H_p}{\eta_g} \quad (2.16)$$

berechnet (Ormel und Cuzzi 2007). In diesem Fall gilt für den Beitrag der Turbulenz zu der Relativgeschwindigkeit zweier Agglomerate

$$\Delta v_{\text{turb}} = v_g \sqrt{\frac{t_\Omega}{t_\eta}} (St_1 - St_2), \quad (2.17)$$

wobei für die Geschwindigkeit des Gases innerhalb der turbulenten Wirbel

$$v_g = \sqrt{\alpha} c_s \quad (2.18)$$

gilt. Die Relativgeschwindigkeit etwas größerer Partikel, für welche allerdings noch immer  $t_1 < t_\eta$  gilt, wird beschrieben durch

$$\Delta v_{\text{turb}} = v_g \sqrt{\frac{St_1 - St_2}{St_1 + St_2} \left( \frac{St_1^2}{St_1 + Re_g^{-1/2}} - \frac{St_2^2}{St_2 + Re_g^{-1/2}} \right)}. \quad (2.19)$$

Ist die Ankoppelzeit großer Agglomerate größer als die Umlaufzeit des größten Wirbels ( $t_1 > t_\Omega$ ), so gilt

$$\Delta v_{\text{turb}} = v_g \sqrt{\frac{1}{1 + St_1} + \frac{1}{1 + St_2}}. \quad (2.20)$$

Der zwischen diesen beiden Extremen liegende Bereich ( $t_\eta \leq t_1 \leq t_\Omega$ ) wird durch

$$\Delta v_{\text{turb}} = v_g \sqrt{St_1} \sqrt{2y_a - (1 + \psi) + \frac{2}{1 + \psi} \left( \frac{1}{1 + y_a} + \frac{\psi^3}{y_a + \psi} \right)} \quad (2.21)$$

beschrieben. Hierbei ist  $\psi = St_2/St_1$  das Verhältnis der Stokes-Zahlen beider Stoßpartner und  $y_a = 1,6$  ein Parameter, welcher aus der Zeitspanne, in der sich ein turbulenter Wirbel auflöst und der Ankoppelzeit folgt. Für das Übergangsregime und das Regime großer Agglomerate folgt zudem, dass die Relativgeschwindigkeit von Objekten mit gleicher Stokes-Zahl nicht verschwindet.

Neben der durch die Turbulenz hervorgerufenen ungerichteten Bewegung führen die Partikel innerhalb der protoplanetaren Scheibe auch systematische Bewegungen durch. Der Druckgradient des Gases innerhalb der Scheibe hat zur Folge, dass ein Teil der Anziehungskraft des Sternes kompensiert wird und dass das Gas mit subkeplerschen Geschwindigkeit rotiert (Weidenschilling 1977a). Da die Kopplung der Staubagglomerate an das Gas von ihrer Größe abhängig ist, führt dies zu unterschiedlichen Relativgeschwindigkeiten zwischen Objekten unterschiedlicher Größe. Kleine Partikel koppeln perfekt an das Gas und bewegen sich daher mit subkeplerscher Geschwindigkeit um den Stern. Größere Agglomerate werden hingegen durch das langsamere Gas abgebremst. Hierdurch

<sup>10</sup>Für Berechnungen in dieser Arbeit wird  $t_1 \leq 0,2t_\eta$  verwendet.

nimmt ihr Abstand zur Sonne zunehmend ab und sie nähern sich dem inneren Ende der protoplanetaren Scheibe, wo sie evaporieren und für das weitere Wachstum verloren gehen. Die Geschwindigkeit, mit welcher sich die Agglomerate auf den Stern zubewegen, ist bei einer Stokes-Zahl von  $St = 1$  maximal, was in der Größenordnung von einem Meter liegt, sodass sie innerhalb von ca. 100 Umläufen den inneren Rand der Scheibe erreichen würden (Weidenschilling 1977a). Diese Drift-Barriere stellt ein Problem für das Wachstum großer Körper im Sonnensystem dar, sodass das Entstehen von Planetesimalen nur möglich ist, wenn innerhalb kurzer Zeit große Objekte entstehen, welche nicht mehr durch das langsamere Gas abgebremst werden. Die Geschwindigkeit, mit welcher sich Objekte aufgrund der Abbremsung durch das Gas auf den Stern zubewegen, wird durch die ersten zwei Summanden der Gleichung

$$\Delta v_{RD} = \left| \frac{2v_n}{St_2 + St_2^{-1}} - \frac{2v_n}{St_1 + St_1^{-1}} + \frac{v_{ac}}{1 + St_1^2} - \frac{v_{ac}}{1 + St_2^2} \right| \quad (2.22)$$

beschrieben (Windmark et al. 2012a), wobei  $v_n$ , bei einer Temperaturverteilung gemäß Gleichung 2.5 die maximale radiale Driftgeschwindigkeit

$$v_n = \frac{c_s^2}{2R\Omega_k} \left( \frac{7}{4} - \delta \right) \quad (2.23)$$

ist (Brauer et al. 2008). Des Weiteren verursacht auch die Akkretion des Gases auf den Stern eine Bewegung der Partikel in Richtung des Sterns, welche durch den dritten und vierten Summanden von Gleichung 2.22 beschrieben wird. Dieser Beitrag fällt in der Regel jedoch geringer aus als der durch das subkeplersch rotierende Gas hervorgerufene (Zsom et al. 2010).  $v_{ac}$  ist hierbei die Akkretionsgeschwindigkeit des Gases, welche von Brauer et al. (2008), basierend auf den Berechnungen von Takeuchi und Lin (2002), mit

$$v_{ac} = -3\alpha \frac{c_s^2}{\Omega_r R} \left( \frac{3}{2} - \delta \right) \quad (2.24)$$

angegeben wird. Abbildung 2.2d zeigt, dass die Geschwindigkeit der radialen Drift bei ungleichen Stoßpartnern durch den größeren dominiert wird und bei einer Größe von 1 m ihren maximalen Wert erreicht. Nur für annähernd gleich große Agglomerate verringert sich die Relativgeschwindigkeit.

Neben der radialen Drift hat auch die Wechselwirkung mit dem subkeplersch rotierenden Gas Einfluss auf die azimuthale Geschwindigkeit der Agglomerate. Hierfür gilt

$$\Delta v_\phi = \left| v_n \cdot \left( \frac{1}{1 + St_1^2} - \frac{1}{1 + St_2^2} \right) \right| \quad (2.25)$$

(Windmark et al. 2012a). Wie auch die radiale Drift wird die Stoßgeschwindigkeit unterschiedlich großer Agglomerate durch den größeren Stoßpartner festgelegt, wobei in diesem Fall die maximale Geschwindigkeit bei einer Größe von wenigen Metern saturiert und kein Maximum für eine Größe ausbildet (vgl. Abbildung 2.2e).

Staub auf einer geeigneten Bahn sedimentiert in Richtung der Mittelebene, da das Gas die vertikale Bewegung dämpft. Auch Relativgeschwindigkeiten, welche durch diesen Effekt hervorgerufen werden, nehmen mit der Größendifferenz zu. Die maximale vertikale

Geschwindigkeit auf einer geneigten Keplerbahn, welche ein Agglomerat erreichen kann, ist hierbei die Oszillation eines vom Gas ungestörten Objektes um die Mittelebene. Daher ist auch die Relativgeschwindigkeit zweier sedimentierender Agglomerate nach oben begrenzt. Auf eine detailliertere Diskussion sowie eine Darstellung der Sedimentationsgeschwindigkeit in Abbildung 2.2a wird verzichtet, da der Fokus der Diskussion in Kapitel 6 auf der Mittelebene liegt.

Die mittlere relative Stoßgeschwindigkeit errechnet sich gemäß

$$\Delta v = \sqrt{v_b^2 + v_{\text{turb}}^2 + v_{\text{RD}}^2 + v_\phi^2} \quad (2.26)$$

aus den diskutierten Beiträgen. In Abbildung 2.2 ist zu sehen, dass die Relativgeschwindigkeiten zwischen Agglomeraten gleicher Größe gering sind, da die Beiträge der radialen und azimuthalen Drift und auch der Sedimentation verschwinden. Lediglich die ungerichteten Geschwindigkeiten der Brownschen Bewegung und der Turbulenz erzeugen in diesem Fall eine endliche Stoßgeschwindigkeit.

## 2.3 Experimentelle Untersuchung von Stößen zwischen protoplanetaren Staubagglomeraten

Der Überblick über die Entstehung von Planetesimalen in Abschnitt 2.1 hat gezeigt, dass ein umfangreiches Verständnis der Stoßprozesse zwischen den Agglomeraten im frühen Sonnensystem von großer Bedeutung ist. Das Wechselspiel zwischen Wachstum und Fragmentation der Agglomerate ist entscheidend dafür, ob es Agglomeraten möglich ist, zu kilometergroßen Planetesimalen anzuwachsen. Erste theoretische Untersuchungen des Wachstums protoplanetarer Körper wurden mit einfachen Stoßmodellen durchgeführt, die meist lediglich einen von der Energie oder Stoßgeschwindigkeit abhängigen Übergang zwischen Wachstum und Fragmentation berücksichtigten. Spätere, auf Experimenten basierende, Modelle, wie die von Güttler et al. (2010) und Windmark et al. (2012a), berücksichtigen das komplexe Stoßverhalten poröser Agglomerate und sollen in diesem Abschnitt vorgestellt werden. Der Fokus liegt hierbei darauf, einen Überblick über die Entwicklung dieses Gebietes zu geben. In den späteren Kapiteln dieser Arbeit werden diese Informationen noch einmal aufgegriffen und, falls nötig, durch Details ergänzt.

### 2.3.1 Das Stoßmodell nach Güttler et al.

Güttler et al. (2010) haben die zum Zeitpunkt der Veröffentlichung ihres Modells durchgeführten Experimente zum Stoßverhalten von porösen Staubagglomeraten zusammengestellt und verwendet, um Vorhersagen über das Ergebnis dieser Kollisionen zu treffen. Die Untersuchung dieser Stoßprozesse stellt ein komplexes Unterfangen dar, denn protoplanetare Agglomerate weisen eine Vielzahl von verschiedenen Eigenschaften auf. Die Wichtigsten stellen hierbei ihre Masse, Porosität und chemische Zusammensetzung sowie die Morphologie der Agglomerate und Staubkörner dar. Für die Stöße spielen des Weiteren auch die Stoßgeschwindigkeit und der Stoßparameter eine Rolle. Auch wenn in den letzten zwei Jahrzehnten große Anstrengungen unternommen wurden, um einen

möglichst großen Teil des für die protoplanetare Scheibe relevanten Parameterraums zu untersuchen, mussten dennoch einige vereinfachende Annahmen gemacht werden.

Die erste Einschränkung ist das in den Experimenten verwendete Analogmaterial. Der Fokus der meisten Experimente lag auf den Stoßprozessen innerhalb der Eislinie. Daher wurden sie mit  $\text{SiO}_2$ -Partikeln durchgeführt. Auch wenn die chemische Zusammensetzung der Partikel deutlich komplexer ist, haben Experimente gezeigt, dass die Größe der verwendeten Staubkörner deutlich wichtiger ist als ihre chemische Zusammensetzung (Pope et al. 2000a, Blum und Wurm 2008). Die meisten Experimente wurden dabei entweder mit monodispersen, kugelförmigen oder irregulären, polydispersen  $\text{SiO}_2$ -Partikeln durchgeführt. Beide Materialien werden genauer in Abschnitt 2.5 beschrieben und im Hinblick auf die vermuteten Eigenschaften von realem protoplanetaren Staub diskutiert.

Die meisten der Arbeiten, auf welche sich Güttler et al. (2010) beziehen, untersuchen zudem entweder Stöße von Agglomeraten ähnlicher oder sehr unterschiedlicher Größe, wohingegen der Übergang zwischen beiden Extremfällen nicht untersucht wurde. Aus diesem Grund haben Güttler et al. (2010) das Größenverhältnis als einen binären Parameter in das Modell eingeführt, sodass Stöße entweder zwischen Agglomeraten gleicher oder sehr unterschiedlicher Massen stattfinden. Bei welchem Verhältnis von einer Kategorie in die andere gewechselt wird, ist ein freier Parameter des Modells. In der Regel wird hierfür ein Massenverhältnis von 100:1 gewählt.

Weiterhin hat die Porosität der Agglomerate einen Einfluss auf das Ergebnis eines Stoßes. Aufgrund der durchgeführten Experimente haben Güttler et al. (2010) entschieden, auch die Porosität als weiteren binären Parameter einzufügen. Sie unterscheiden zwischen Objekten mit geringer ( $\phi < 0,4$ ) und hoher Dichte ( $\phi \geq 0,4$ ).

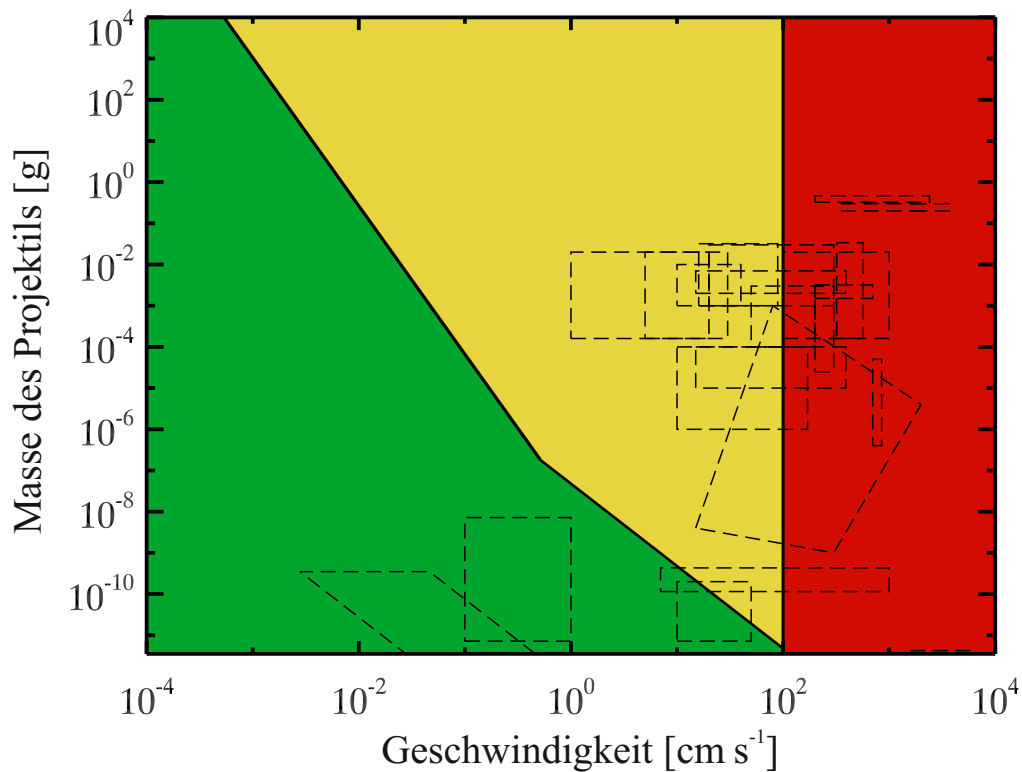
Güttler et al. (2010) machen zudem die vereinfachende Annahme, dass die Agglomerate kugelförmig und homogen sind, was jedoch nicht die realen Eigenschaften protoplanetarer Staubagglomerate oder die der verwendeten Proben widerspiegelt. Diese Annahme ermöglicht es jedoch, die komplexen experimentellen Ergebnisse in Simulationen berücksichtigen zu können.

Stöße können in der protoplanetaren Scheibe theoretisch zwischen Agglomeraten jeder Masse und Porosität stattfinden. Durch die binären Faktoren ergeben sich acht unterschiedliche Kombinationen von Stoßpartnern, deren Stoßergebnisse jeweils durch unterschiedliche Grenzen beschrieben werden. Güttler et al. (2010) haben diese in Form von acht Abbildungen dargestellt. Abbildung 2.3 zeigt einen typischen Graphen für Stöße zwischen Agglomeraten gleicher Masse und niedrigem Volumenfüllfaktor. Aufgetragen ist, gemäß der von Güttler et al. (2010) verwendeten Konvention, die Masse des kleineren Stoßpartners über der Stoßgeschwindigkeit. Dieser wird als Projektil bezeichnet, wohingegen das größere Agglomerat die Bezeichnung *Target*<sup>11</sup> erhält. Die dargestellte Stoßgeschwindigkeit bezieht sich immer auf zentrale Stöße, da Güttler et al. (2010) zur Vereinfachung des Modells andere Möglichkeiten vernachlässigt haben. Für jede Kombination von Agglomeratmasse und Stoßgeschwindigkeit zeigt Abbildung 2.3 farblich kodiert das Ergebnis des Stoßes. Generell führen Stöße entweder zu Wachstum, zu Massenverlust oder sind, in Bezug auf die Masse, neutral. Im Detail ergeben sich aus der Auswertung der berücksichtigten Experimente neun verschiedene Stoßergebnisse, deren Übergänge durch Potenzgesetze beschrieben werden können.

---

<sup>11</sup> An dieser Stelle wird der auch im Deutschen verwendete englische Begriff beibehalten, da es in diesem





**Abbildung 2.3:** Darstellung des Modells nach Güttler et al. (2010) für Stöße zwischen Agglomeraten gleicher Größe und hoher Porosität. Aufgetragen ist die Masse des kleineren Stoßpartners über der Stoßgeschwindigkeit. Die Farben beziehen sich auf das Ergebnis des Stoßes, wobei grün für Wachstum, gelb für Abprallen und rot für Massenverlust steht. Die gestrichelten Boxen repräsentieren die Parameterbereiche, unter welchen die 19 Experimente durchgeführt wurden, auf denen das Modell beruht. Diese wurden allerdings zum Teil auch bei anderen Porositäten und Massenverhältnissen durchgeführt.

#### • Haftung beim ersten Kontakt

Langsame Stöße kleiner Agglomerate führen immer zu Haftung beim ersten Kontakt zweier Monomere. Verantwortlich hierfür sind die Van-der-Waals-Kräfte. Die kinetische Energie der kollidierenden Partikel ist nicht ausreichend, um zu einer Restrukturierung zu führen (Dominik und Tielens 1997). Experimente von Blum et al. (1998), Blum et al. (2002), Wurm und Blum (1998) und Krause und Blum (2004) haben gezeigt, dass auf diese Weise hoch poröse, fraktale Agglomerate entstehen. Dieser Wachstumsprozess funktioniert für Silikatpartikel bis zu einer Größe von ca.  $100\ \mu\text{m}$ . Stöße zwischen größeren Agglomeraten führen zu einer Kompaktierung der Agglomerate. Okuzumi et al. (2012) konnten zeigen, dass fraktales Wachstum durch direktes Haften für Agglomerate aus Eispartikeln auch darüber hinaus möglich ist.

#### • Haftung durch Oberflächeneffekte

Größere Agglomerate haften nicht mehr aneinander, sobald der erste Kontakt hergestellt ist. Durch die höhere Energie des Stoßes kommt es zu einer – aufgrund der zu geringen Auflösung im Experiment meist nicht beobachtbaren – Kompaktierung

Kontext keine passende deutsche Entsprechung gibt.

und Vergrößerung der Kontaktstelle, wodurch die Haftkraft erhöht wird. Dieser Mechanismus ist verantwortlich für das in Weidling et al. (2012) und Kapitel 4 der vorliegenden Arbeit dargestellte Haften der Agglomerate.

Im Falle unterschiedlich großer Stoßpartner ist es möglich, dass ein Projektil teilweise in ein poröses *Target* eindringt und aufgrund der zusätzlichen Kontakte auch bei Geschwindigkeiten stecken bleibt, bei denen normalerweise keine Haftung möglich ist (Langkowski et al. 2008).

- **Massentransfer**

Stöße zwischen unterschiedlich großen Stoßpartnern können dazu führen, dass nur das kleinere Agglomerat zerbricht und einen Teil seiner Masse an das größere überträgt. Güttler et al. (2010) verwenden hierfür einen konstanten Massenübertrag von 2,3 % pro Stoß. Außerdem wurde angenommen, dass die akkretierte Masse einen 50 % höheren Volumenfüllfaktor hat als das ursprüngliche Projektil.

- **Abprallen mit Kompaktierung**

Bereits frühe Experimente von Blum und Münch (1993) haben gezeigt, dass Stöße zwischen millimetergroßen Agglomeraten aus  $\text{ZnSiO}_4$  mit  $\phi \approx 0,35$  bei niedrigen Geschwindigkeiten von ca.  $10 \text{ cm s}^{-1}$  zum Abprallen führen, wobei ein Großteil der kinetischen Energie dissipiert wird. Auch Experimente von Heißelmann et al. (2007) konnten dies für hoch poröse Agglomerate ( $\phi \approx 0,15$ ) aus monodispersen  $\text{SiO}_2$ -Pulver bestätigen. In diesen Stößen kommt es zu einer Restrukturierung der Kontaktfläche. Jedoch ist die kinetische Energie der Agglomerate zu groß, als dass diese auf diesem Wege vollständig dissipiert werden könnte. Beschrieben wird der Energieverlust durch den Restitutionskoeffizienten, der für den rotationsfreien Fall definiert ist als

$$\varepsilon = \frac{v_{\text{nach}}}{v_{\text{vor}}}, \quad (2.27)$$

wobei  $v_{\text{vor}}$  und  $v_{\text{nach}}$  die relativen Geschwindigkeiten der Stoßpartner vor bzw. nach dem Kontakt sind. Demnach bedeutet ein Restitutionskoeffizient von 1 einen perfekt elastischen Stoß, wohingegen bei einem Wert von 0 Haftung auftritt.

Auch wenn sie die Restrukturierung der Agglomerate nicht beobachten konnten, haben sowohl Blum und Münch (1993) als auch Heißelmann et al. (2007) einen deutlichen Verlust der Energie beobachten können, wobei die gefundenen und auf zentrale Stöße zurückgerechneten Restitutionskoeffizienten bei  $\varepsilon \approx 0,2$  bzw.  $\varepsilon \approx 0,22$  lagen.

Weidling et al. (2009) haben die Kompaktierung vergleichbarer Agglomerate in wiederholten Stößen mit einer festen Platte untersucht, woraus Güttler et al. (2010) eine geschwindigkeits- und massenabhängige Beschreibung abgeleitet haben. Weidling et al. (2009) haben des Weiteren eine geringe Wahrscheinlichkeit von  $10^{-4}$  dafür gefunden, dass ein Agglomerat in einem abprallenden Stoß fragmentiert.

Die Beobachtung von abprallenden Stößen wird in Abschnitt 2.4 erneut, allerdings diesmal in Hinblick auf die Ergebnisse von Simulationen, diskutiert.

### • Abprallen mit Massentransfer

Analog zum Effekt der Haftung durch Eindringen ist es auch möglich, dass das Projektil vom größeren Stoßpartner abprallt und dabei einen Teil von dessen Masse entfernt (Langkowski et al. 2008, Blum und Wurm 2008). Auch wenn der kleinere Stoßpartner bei diesem Prozess wächst, so wird dieser dennoch im Hinblick auf das *Target* als Massenverlust betrachtet. Neben dem Masseübertrag kommt es auch hier zu einer Verdichtung des übertragenen Staubes um 50 %.

### • Fragmentation

Stöße oberhalb einer Grenzgeschwindigkeit führen zum Zerschlagen der Stoßpartner. Diese wurde von Güttler et al. (2010) aus den Ergebnissen von Blum und Münch (1993) und Lammel (2008) abgeleitet. Blum und Münch (1993) verwendeten millimetergroße Agglomerate aus  $\text{ZrSiO}_4$ -Pulver, Lammel (2008) Agglomerate ähnlicher Masse, jedoch anderer Porosität ( $\phi = 0,15$  und  $\phi = 0,35$ ). In beiden Experimenten zeigt sich ein Einsetzen der Fragmentation bei einer Grenzgeschwindigkeit von  $1 \text{ m s}^{-1}$ . Da dies zum Zeitpunkt, an dem ihr Modell entwickelt wurde, die einzigen Messungen waren, welche die Fragmentationsstärke in Stößen zweier Staubagglomeraten bestimmt hatten, mussten Güttler et al. (2010) von einer konstanten Fragmentationsgeschwindigkeit von  $1 \text{ m s}^{-1}$  ausgehen.

Blum und Münch (1993) und Lammel (2008) haben auch gezeigt, dass die Größenverteilung der Fragmente nach dem Stoß einem Potenzgesetz folgt. Güttler et al. (2010) konnten zudem nachweisen, dass die Masse des größten Fragments von der Stoßgeschwindigkeit abhängt und ebenfalls einem Potenzgesetz folgt. Das Verhältnis der Masse des größten Fragments  $m_f$  zur ursprünglichen Masse des Projektils  $m_p$  bzw. des *Targets*  $m_t$  wird als die Fragmentationsstärke  $\mu$  bezeichnet:

$$\mu_{p/t} = \frac{m_f}{m_{p/t}}. \quad (2.28)$$

Eine Fragmentationsstärke von  $\mu = 1$  steht dabei für das Einsetzen der Fragmentation und ein Wert von  $\mu = 0,5$  wird als katastrophale Fragmentation bezeichnet. Die korrespondierenden Geschwindigkeiten werden entsprechend als  $v_1$  und  $v_{0,5}$  bezeichnet.

### • Erosion

Dieser Effekt stellt eine weitere Form des Massenverlustes dar. Güttler et al. (2010) berücksichtigen die bis dato noch unveröffentlichten frühen Ergebnisse von Schröppler und Blum (2011), welche Einschläge einzelner Staubmonomere in poröse und kompakte *Targets* untersucht haben. Als Analogmaterial wurde der monodisperse Staub verwendet. Bei Geschwindigkeiten zwischen  $15$  und  $60 \text{ m s}^{-1}$  zeigt sich, dass die einzelnen Monomere bis zum Zehnfachen ihrer Masse aus dem *Target* entfernen können. Schröppler und Blum (2011) finden für das Einsetzen des Effekts einen Wert von  $v_{\text{er}} = 2,7 \text{ m s}^{-1}$ , wobei sich Güttler et al. (2010) auf eine noch nicht veröffentlichte Version der Arbeit beziehen, in welcher das Einsetzen der Erosion für poröse Agglomerate mit  $v_{\text{er}} = 3,5 \text{ m s}^{-1}$  und für kompakte mit  $25 \text{ m s}^{-1}$  angegeben wird. Güttler et al. (2010) verwenden außerdem die Daten von Paraskov et al.

(2007), welche Einschläge von millimetergroßen Agglomeraten und festen Projektilen in 5 cm große Agglomerate aus polydispersem Staub bei Geschwindigkeiten zwischen  $3,5$  und  $21,5 \text{ m s}^{-1}$  untersucht haben. Auch wenn Güttler et al. (2010) anmerken, dass es sich bei diesem Prozess nicht um Erosion im Sinne von Schräpler und Blum (2011) handelt, tritt Massenverlust bei vergleichbaren Geschwindigkeiten auf. Paraskov et al. (2007) beobachten einen deutlichen Massenverlust von bis zu 35 Projektilmassen. Das Stoßmodell von Güttler et al. (2010) nimmt daher für poröse Agglomerate ein Einsetzen der Erosion bei  $3,5 \text{ m s}^{-1}$  an.

#### • Fragmentation mit Massentransfer

Stöße zwischen Agglomeraten gleicher Masse, jedoch unterschiedlicher Porosität, können oberhalb einer Grenzgeschwindigkeit dazu führen, dass das dichtere Agglomerat bei dem Stoß nicht zerstört wird und einen Teil der Masse des zerbrochenen Agglomerates erhält. Es wird ebenfalls davon ausgegangen, dass die transferierte Masse um 50 % dichter ist als die des Projektils.

Aufgrund des großen Parameterraumes sind Stoßmodelle wie das hier vorgestellte auf Extrapolationen und vereinfachende Annahmen angewiesen. Die gestrichelten Boxen in Abbildung 2.3 zeigen an, in welchen Bereichen des Parameterraums die Experimente durchgeführt wurden, welche in das Modell von Güttler et al. (2010) eingegangen sind. Die Boxen beziehen sich dabei auf Experimente bei allen Kombinationen aus Massen- und Porositätsverhältnissen. Es wird deutlich, dass vor allem der Bereich, welcher den Übergang zwischen Wachstum und Abprallen darstellt, nicht durch Experimente belegt ist. Auch wenn neuere Erkenntnisse einige Anpassungen des Modells erforderlich machen, stellt es die erste Zusammenstellung experimenteller Daten dieser Art dar. Die Anwendung des Modells in den Simulationen von Zsom et al. (2010) hat zur Entdeckung der bereits erwähnten *Bouncing Barrier* geführt und einen Einblick in die Wachstumszeitskalen der Agglomerate geliefert.

### 2.3.2 Das Stoßmodell nach Windmark et al.

Kurz nach Veröffentlichung des Stoßmodells von Güttler et al. (2010) haben neue Experimente ein besseres Verständnis des Massentransfers geliefert. Kothe et al. (2010) haben Einschläge millimetergroßer, poröser ( $\phi = 0,15$ ) Agglomerate auf größere, gesinterte<sup>12</sup> Targets ( $\phi = 0,45$ ) bei Geschwindigkeiten zwischen  $1,5$  und  $6 \text{ m s}^{-1}$  untersucht. Beide Stoßpartner bestanden aus monodispersen  $\text{SiO}_2$ -Partikeln mit  $1,5 \mu\text{m}$  Durchmesser. Für die Effizienz des Massentransfers wurde ein im Verhältnis zur Geschwindigkeit linearer Anstieg gefunden. Beitz et al. (2011) haben Experimente sowohl mit monodispersen, als auch mit polydispersen  $\text{SiO}_2$ -Partikeln durchgeführt. Sie konnten in zwei unterschiedlichen Experimenten zeigen, dass die Stärke des Massenzuwachses bei Stößen zwischen zentimetergroßen Kugeln und Zylindern sowohl linear mit der Stoßgeschwindigkeit als auch quadratisch mit dem Unterschied in der Porosität steigt. Untersucht wurden Stöße bei Geschwindigkeiten zwischen  $8 \text{ mm s}^{-1}$  und  $2 \text{ m s}^{-1}$ .

---

<sup>12</sup>Sintern bezeichnet einen Prozess, bei dem ein Material, welches aus einzelnen feinen Partikeln besteht, auf Temperaturen nahe unterhalb seiner Schmelztemperatur erhitzt wird. Es kommt dabei zu einer Verlagerung von Material aus den Monomeren zur Kontaktstelle. Diese wird dadurch deutlich vergrößert, was u.a. die Festigkeit der Probe erhöht.

Die Experimente von Beitz et al. (2011) an kugelförmigen Agglomeraten mit einer Masse von 1 g, einem Durchmesser von 2 cm und einem Volumenfüllfaktor von  $\phi \approx 0,5$  aus monodispersen  $\text{SiO}_2$ -Pulver ermöglichten es außerdem, die Stärke der Fragmentation in Abhängigkeit von der Stoßgeschwindigkeit zu bestimmen. Dabei zeigte sich, dass das Einsetzen der Fragmentation dieser Kugeln mit  $18 \text{ cm s}^{-1}$  bei deutlich geringeren Geschwindigkeiten stattfand als zuvor angenommen, was auf eine massenabhängige Fragmentationsgeschwindigkeit hindeutet. Für die Stöße, bei denen es nicht zu Fragmentation gekommen ist, haben Beitz et al. (2011) zudem den Restitutionskoeffizient bestimmt. Dieser zeigte, anders als zuvor angenommen, keine Abhängigkeit von der Stoßgeschwindigkeit (vgl. Abschnitt 4.5.2).

Ein wichtiger Aspekt eines Stoßmodells ist die Bestimmung der maximalen Haftgeschwindigkeit. Weidling et al. (2012) haben Stöße zwischen 0,5 und 2 mm großen Agglomeraten aus monodispersen  $\text{SiO}_2$ -Partikeln in Schwerelosigkeit untersucht. Eine ausführliche Beschreibung des Aufbaus findet sich in Kapitel 3. Das Experiment hat die Beschreibung der Haftgrenze aus Güttler et al. (2010) im untersuchten Größenbereich bestätigt und konnte diesen zusätzlich um einen kontinuierlichen Übergang zwischen 100 %igem Haften und Abprallen erweitern.

Diese neuen experimentellen Ergebnisse wurden von Windmark et al. (2012a) verwendet, um eine zweite Version des Stoßmodells für Wachstumssimulationen zu erarbeiten. Die Neuerungen betrafen vor allem Prozesse, welche sich zuvor in den Simulationen von Zsom et al. (2010) als relevant für die Beschreibung der Wachstumsprozesse herausgestellt haben. Im Gegensatz zu den Monte-Carlo-Simulationen von Zsom et al. (2010) haben Windmark et al. (2012a) die Smoluchowski-Gleichung numerisch gelöst. Diese beschreibt die zeitliche Entwicklung eines Ensembles von Staubagglomeraten. Hierzu wird die Veränderung der Agglomeratmassenverteilung innerhalb eines Zeitschrittes und unter Berücksichtigung der Stoßgeschwindigkeiten und -häufigkeiten sowie der Ergebnisse der Stöße berechnet. Diese Methode hat jedoch den Nachteil, dass die Einbeziehung der Porosität als zweiter Parameter zu einer deutlichen Erhöhung der Rechenzeit führen würde. Aus diesem Grund wurde dieser Parameter in den Simulationen von Windmark et al. (2012a) nicht berücksichtigt. In Folge dessen wurde die Porosität auch im Stoßmodell vernachlässigt.

Neben den Erkenntnissen der neuen Experimente besteht eine weitere Neuerung des Modells darin, dass das von Güttler et al. (2010) noch als binär berücksichtigte Massenverhältnis der Agglomerate als kontinuierlicher Parameter integriert wurde. Hierzu wurden die Stöße der beiden Agglomerate im Schwerpunktsystem betrachtet, in welchem für die Geschwindigkeit von Projektil ( $p$ ) und *Target* ( $t$ ) jeweils

$$v_{p/t} = \frac{\Delta v}{1 + m_{p/t}/m_{t/p}} \quad (2.29)$$

gilt. In dieser Betrachtung entfällt auf den größeren Stoßpartner immer ein geringerer Anteil der Relativgeschwindigkeit. Um das Ergebnis des Stoßes vorherzusagen, wird ein fiktiver Stoß des jeweiligen Agglomerates mit einem gleichgroßen Spiegelteilchen betrachtet. Es wird die Fragmentationsstärke  $\mu_{p/t}$  für Projektil und *Target* berechnet, wobei davon ausgegangen wird, dass hierfür die gesamte kinetische Energie zur Verfügung steht. Aus den Ergebnissen von Blum und Münch (1993) und Beitz et al. (2011) leiten Wind-

mark et al. (2012a) den Zusammenhang

$$\mu_{p/t}(m, v) = 3,27 \cdot \left( \frac{m_{p/t}}{1 \text{ g}} \right)^{-0,068} \cdot \left( \frac{v_{p/t}}{1 \text{ cm s}^{-1}} \right)^{-0,43} \quad (2.30)$$

ab (Windmark et al. 2012a, Gleichungen 9–12). Aus der Berechnung der Fragmentationsstärke beider Stoßpartner ergeben sich drei mögliche Ausgänge:

- **Haftung oder Abprallen der Agglomerate** ( $\mu_p \geq 1$  und  $\mu_t \geq 1$ )

Fragmentiert keiner der Stoßpartner, wird anhand der Haftgrenze von Weidling et al. (2012) entschieden, ob die Agglomerate voneinander abprallen oder aneinander haften. Hierfür gilt

$$\frac{m_{p/t}}{1 \text{ g}} = a_{st} \cdot \left( \frac{v_{p/t}}{1 \text{ cm s}^{-1}} \right)^{b_{st}} \cdot 10^{-b_{st} \frac{P_{stick}-0,5}{\tau}} \quad (2.31)$$

mit den Konstanten  $a_{st} = 9,95 \cdot 10^{-8}$ ,  $b_{st} = -18/5$  und  $\tau = -0,40$ . Die Haftwahrscheinlichkeit liegt formal im Intervall  $P_{stick} \in [0, 1]$ , wobei Werte  $> 1$  dem Haftungsregime und Werte  $< 0$  dem Regime abprallender Stöße zugeordnet werden.

- **Massentransfer oder Kraterbildung** ( $\mu_p < 1$  und  $\mu_t \geq 1$ )

In diesem Fall fragmentiert der kleinere Stoßpartner; das größere Objekt erfährt jedoch keinen globalen Schaden. Es wird davon ausgegangen, dass sowohl ein Massentransfer ( $\Delta m_t > 0$ ) vom Projektil zum *Target*, als auch ein Massenverlust durch die Bildung von Kratern auf der Oberfläche des größeren Agglomerates ( $\Delta m_t < 0$ ) möglich ist<sup>13</sup>. Demnach wird zwischen beiden Effekten anhand der Bilanz

$$\Delta m_t = m_{mt} - m_{cr} \quad (2.32)$$

unterschieden. Für den Massentransfer wird angenommen, dass ein Teil der Masse des kleineren Projektils übertragen wird, für den

$$m_{mt} = e_{ac} \cdot m_p \quad (2.33)$$

gilt. Basierend auf der Untersuchung von Einschlägen millimeter- und zentimetergroßer SiO<sub>2</sub>-Staubagglomerate bei Geschwindigkeiten von ca. 25 m s<sup>-1</sup> wurde durch Wurm et al. (2005) die Einschränkung gemacht, dass der Übertrag im Intervall  $e_{ac} \in [0; 0,5]$  liegt. Basierend auf den Ergebnissen von Beitz et al. (2011) geben Windmark et al. (2012a) für die Akkretionseffizienz den Zusammenhang

$$e_{ac} = -6,8 \cdot 10^{-3} + 2,8 \cdot 10^{-4} \frac{v_1(4,1 \text{ g})}{v_1(m)} \frac{\Delta v}{1 \text{ cm s}^{-1}} \quad (2.34)$$

an, wobei der Wert für  $v_1(4,1 \text{ g})$  die nach dem Potenzgesetz für das Einsetzen der Fragmentation berechnete Geschwindigkeit ist, ab welcher die 4,1 g schweren

<sup>13</sup>Physikalisch gesehen ist an dieser Stelle  $\mu_t \leq 1$ . Im der hier verwendeten Beschreibung von Windmark et al. (2012a) wird jedoch die Kraterbildung formal dem Fall zugeordnet, in dem das *Target* nicht fragmentiert, auch wenn es zu einem Massenverlust kommt.

Staubagglomerate von Beitz et al. (2011) fragmentieren. Diese folgt mit  $\mu = 1$  aus Gleichung 2.30.  $v_1(m)$  steht für die Fragmentationsgeschwindigkeit eines Agglomerates der Masse  $m$ . Die Stärke des Massenverlustes durch das Entstehen von Kratern wird von Windmark et al. (2012a) mit

$$\frac{m_{\text{cr}}}{m_p} = 6,23 \cdot 10^{-3} m_p^{0,14} \Delta v - 0,4 \quad (2.35)$$

angegeben. Sie folgen aus den Einschlagsexperimenten von submillimeter- bis millimetergroßen Staubagglomeraten in zentimeter- bis dezimetergroße *Targets* bei Geschwindigkeiten bis zu  $56 \text{ m s}^{-1}$  von Teiser und Wurm (2009b). Für diese Experimente wurde ebenfalls der polydisperse Staub verwendet.

- **Fragmentation beider Agglomerate** ( $\mu_p < 1$  und  $\mu_t < 1$ )

Beide Agglomerate werden zerstört, wobei die Masse des größten Fragmentes durch Gleichung 2.30 beschreiben wird.

Aufgrund der Betrachtung im Schwerpunktsystem ist es nicht möglich, dass lediglich der größere Stoßpartner zerbricht.

### 2.3.3 Neue Experimente zum Stoßverhalten poröser Staubagglomerate

Abschließend sollen Experimente vorgestellt werden, welche nach der Veröffentlichung von Windmark et al. (2012a) erschienen sind und die im Rahmen der vorliegenden Arbeit aufgegriffen werden.

Der Übergang zwischen Wachstum bzw. Abprallen und Massenverlust in Stößen gleich großer Agglomerate wurde seither von Schräpler et al. (2012), Meisner et al. (2013), Deckers und Teiser (2013) und Bukhari Syed et al. (eingereicht) anhand von Agglomeraten aus polydispersem  $\text{SiO}_2$ -Staub untersucht.

Die von Schräpler et al. (2012) durchgeführten Experimente haben den Übergang zwischen Fragmentation und Abprallen für zylinderförmige Staubagglomerate mit einem Durchmesser und einer Höhe von 5 cm untersucht. Dieser wurde unter Schwerelosigkeit bei einer Geschwindigkeit von  $v_1 = (40 \pm 10) \text{ cm s}^{-1}$  gefunden. Ähnliche Experimente wurden von Deckers und Teiser (2013) durchgeführt, welche allerdings die kritische Fragmentationsgeschwindigkeit für zylinderförmige Agglomerate mit Höhe und Durchmesser von 12 cm und einer Masse von 1,5 kg untersucht haben. Des Weiteren lag der Fokus beider Arbeiten auf der Bestimmung des Restitutionskoeffizienten (siehe Diskussion in Kapitel 4), wobei Schräpler et al. (2012) und Deckers und Teiser (2013) – anders als Beitz et al. (2011) – eine Abhängigkeit des Restitutionskoeffizienten von der Geschwindigkeit feststellen konnten.

Meisner et al. (2013) haben mittels einer schnell rotierenden Trommel Agglomerate der mittleren Größe  $43,4 \mu\text{m}$  ( $0,29 \mu\text{g}$ ) und  $91,5 \mu\text{m}$  ( $2,67 \mu\text{g}$ ) und jeweils einem Füllfaktor von  $\phi = 0,32$  kontinuierlich auf ein größeres *Target* geschossen. Die Größenverteilung folgte dabei jeweils einem Potenzgesetz proportional zu  $m^{-1,6}$ . Dieses Experiment wurde für unterschiedliche Geschwindigkeiten wiederholt, wobei die Einschläge zu einer Fragmentation der Projektile geführt haben. Diese haben entweder zu einem Massenzuwachs

oder -verlust des *Targets* geführt, wobei für beide untersuchten Projektilgrößen der Übergang bei einer kinetischen Energie von  $9,6 \cdot 10^{-3}$  mJ gefunden wurde. Dies entspricht für die kleinen und großen Agglomerate einer Geschwindigkeit zwischen Wachstum und Massenverlust von  $91,77 \text{ m s}^{-1}$  bzw.  $89,74 \text{ m s}^{-1}$ .

Der Fokus der Experimente von Deckers und Teiser (2014) lag auf dem Übergang zwischen Massentransfer und Fragmentation. Durchgeführt wurden diese an zylinderförmigen Agglomeraten, wobei die Größe des *Targets* 12 cm betrug ( $\phi = 0,44$ ) und die der Projektilen zwischen 1,5 cm und 3 cm lag ( $\phi = 0,47$ ). Dabei konnten sie einen direkten Übergang zwischen Massentransfer und katastrophaler Fragmentation bei einer Energie von 298 mJ beobachten. Eine Kraterbildung oder weniger starke Fragmentation wurde nicht beobachtet. Der Unterschied zu anderen Experimenten lag darin, dass der kleinere Stoßpartner von oben auf ein fest aufliegendes *Target* geworfen wurde und somit kein freier Stoß stattgefunden hat.

Schließlich haben Bukhari Syed et al. (eingereicht) eine umfangreiche Untersuchung des Fragmentationsverhaltens von zylinderförmigen Staubagglomeraten mit Größen zwischen 1 cm und 5 cm (0,7 g bis 89 g) und einem Volumenfüllfaktor von  $\phi = 0,35$  durchgeführt. Die Stoßgeschwindigkeiten lagen zwischen  $1,5 \text{ m s}^{-1}$  und  $8,7 \text{ m s}^{-1}$ . Untersucht wurden der Einfluss des Massenverhältnisses der beiden Stoßpartner auf den Massentransfer, das Einsetzen der Fragmentation sowie die Fragmentationsstärke und die Größenverteilung der Fragmente. Die Autoren konnten zeigen, dass die Effektivität des Massentransfers primär von der Stoßgeschwindigkeit abhängt und mit dieser zunimmt. Die Werte waren dabei vergleichbar mit denen von Beitz et al. (2011). Das Auftreten von Massentransfer wird indes vom Größenverhältnis der Agglomerate bestimmt, wobei dieser Effekt unterhalb eines Wertes von 5,83 nur mit einer kleiner werdenden Wahrscheinlichkeit auftritt. Sowohl für das Einsetzen der Fragmentation, als auch für das der katastrophale Fragmentation gleich großer Stoßpartner konnten Bukhari Syed et al. (eingereicht) zeigen, dass diese Geschwindigkeiten je einem Potenzgesetz von ca.  $v \propto m^{-0,25}$  folgen. Auch für die kumulative Häufigkeit der Fragmentgröße konnten sie unterhalb einer oberen Grenze ein Potenzgesetz finden, dessen Exponent von der Stoßgeschwindigkeit und der *Targetmasse* abhängt. Die von Schräpler und Blum (2011) durchgeführten Experimente zur Erosion beschränkten sich auf Einschläge von einzelnen Staubpartikeln. Seizinger et al. (2013) haben daher molekulardynamische Simulationen durchgeführt, welche es ermöglichten, den Einfluss der Projektilgröße zu untersuchen. Bis zu einer Geschwindigkeit von ca.  $30 \text{ m s}^{-1}$  sind diese in quantitativer Übereinstimmung mit den experimentell gefundenen Erosionseffizienzen. Bei höheren Geschwindigkeiten kommt es jedoch zu Abweichungen, welche die Autoren auf die Vernachlässigung der plastischen Deformation der Staubkörner zurückführen. Seizinger et al. (2013) konnten nachweisen, dass die Geschwindigkeit, ab welcher ein Projektil Erosion hervorruft, bei den untersuchten Parametern mit dessen Masse zunimmt. Dabei führen Seizinger et al. (2013) mit Verweis auf die zu den Experimenten gefunden Abweichungen an, dass die Gültigkeit ihrer Simulationen bis zu einer maximalen Projektilmasse von 256 - 512 Monomermassen gewährleistet sei, da ansonsten das Projektil im Verhältnis zum *Target* zu groß sei und beide Stoßpartner fragmentieren würden. Dies geschieht, wenn das Projektil 0,5 % der Masse des *Targets* übersteigt.

Schließlich haben Schräpler et al. (persönliche Mitteilung) die Erosion bzw. Kraterbildung von Projektilen mit einem Durchmesser von ca. 20 bis  $150 \mu\text{m}$  und Geschwindigkeiten im Bereich zwischen  $16$  und  $93 \text{ m s}^{-1}$  untersucht. Auch wenn endgültige Ergebnisse



noch ausstehen, konnte eine qualitative Fortsetzung des von Seizinger et al. (2013) beobachteten Trends auch für größere Projektile bestätigt werden.

## 2.4 Anmerkung zur Beobachtung abprallender Stöße<sup>14</sup>

Das Abprallen von Staubagglomeraten wurde in einer Vielzahl der beschriebenen Experimente beobachtet und stellt, nach unserem heutigen Verständnis, einen entscheidenden Faktor für die Planetenentstehung dar. Eine genaue Untersuchung des Prozesses in Hinblick auf die mikroskopischen Vorgänge innerhalb der Agglomerate ist allerdings experimentell nicht möglich und kann daher nur anhand von Computersimulationen erfolgen. Aus diesem Grund wurden in den vergangenen Jahren große Anstrengungen unternommen, das Stoßverhalten von porösen Staubagglomeraten realistisch zu simulieren und die Ergebnisse von Experimenten zu reproduzieren.

Geretshauser et al. (2011) haben das Stoßverhalten von Staubagglomeraten der Größe von 6 cm und 10 cm und einem Volumenfüllfaktor von  $\phi = 0,35$  anhand von *Smoothed-Particle-Hydrodynamics*-Simulationen (SPH) untersucht. Die Materialparameter dieses Modells wurden zuvor an experimentellen Daten kalibriert (Güttler et al. 2009, Geretshauser et al. 2010). Die Simulationen konnten abprallende Stöße für Geschwindigkeiten unterhalb von  $1 \text{ m s}^{-1}$  reproduzieren, wobei die Kontaktstelle bis auf  $\phi = 0,45$  verdichtet wurde. Allerdings trat bei höheren Geschwindigkeiten eine Restrukturierung der Agglomerate auf, sodass sich die Kontaktfläche vergrößerte und beide Stoßpartner aneinander haften blieben. Dieses Verhalten widerspricht den experimentellen Beobachtungen, welche Haftung bei kleineren Geschwindigkeiten als denen, die zu Abprallen führen, vorhersagen. Zudem wurde der Übergang zu Haftung bei Geschwindigkeiten gefunden, bei denen in Experimenten Fragmentation beobachtet wird.

Eine weitere Studie abprallender Stöße wurde von Wada et al. (2011) anhand eines *Soft-Sphere-Molecular-Dynamics*-Modells durchgeführt. Mit diesem wurden Simulationen von Stößen bei unterschiedlichen Stoßparametern zwischen Agglomeraten aus bis zu 4000 runden  $\text{SiO}_2$ - und Wassereispartikeln mit einem Durchmesser von  $0,1 \mu\text{m}$  und verschiedenen Porositäten durchgeführt. Dabei erfolgte die Beschreibung der Porosität anhand der Koordinationszahl  $n_c$ , welche die mittlere Anzahl der nächsten Nachbarn bzw. Kontakte der einzelnen Partikel beschreibt. Die für die Simulation verwendeten Agglomerate wurden auf unterschiedliche Art und Weise generiert. Die erste Sorte von Agglomeraten wurde erzeugt, indem zunächst aus einem Agglomerat mit hexagonal dichtester Kugelpackung ( $\phi_{\text{hcp}} = 0,74$ ) zufällig ein Anteil  $f_{\text{ex}}$  der Partikel entfernt wurde. Für die Koordinationszahl ergibt sich somit

$$n_c = 12 \cdot (1 - f_{\text{ex}}) = 12 \frac{\phi}{\phi_{\text{hcp}}} . \quad (2.36)$$

Wada et al. (2011) haben des Weiteren Stöße zwischen Eisagglomeraten mit kubischen Gitterstrukturen und Agglomeraten, welche durch ballistische Agglomeration mit einfacher (BAM1) und zweifacher (BAM2) Migration (Shen et al. 2008) erzeugt wurden, untersucht. Letztere weisen Koordinationszahlen von  $n_c = 4$  und  $n_c = 6$  auf, was in diesen Fällen Volumenfüllfaktoren von  $\phi = 0,23$  und  $\phi = 0,34$  entspricht.

<sup>14</sup>Dieser Abschnitt basiert auf der in Kapitel 3 vorgestellten Veröffentlichung von Kothe et al. (2013).

Die Simulationen haben ergeben, dass Haftung im Fall hoch poröser Agglomerate mit zu Grunde liegender hexagonaler Struktur auch noch bei einer Geschwindigkeit von  $22 \text{ m s}^{-1}$  auftritt. Diese liegt deutlich über den in Experimenten beobachteten Geschwindigkeiten. Neben den Unterschieden in der Agglomeratstruktur lässt sich diese Diskrepanz auch auf die kleineren Partikelgrößen und die unterschiedlichen Materialien zurückführen. Bei der Simulation von Stößen zwischen Agglomeraten mit  $n_c \geq 6$  wurde, unabhängig vom Material, hingegen für Geschwindigkeiten von  $2,2 \text{ m s}^{-1}$  und  $22 \text{ m s}^{-1}$  Abprallen beobachtet. Gemäß Gleichung 2.36 entspricht diese Koordinationszahl einem Volumenfüllfaktor von  $\phi = 0,37$ .

Für die Stöße von Agglomeraten, welche durch ballistische Agglomeration erzeugt wurden, konnte Abprallen nur für die BAM2-Agglomerate beobachten werden, wobei keine Abhängigkeit von der Geschwindigkeit zu erkennen war.

Wada et al. (2011) vermuten, dass bei einer Koordinationszahl von  $n_c \geq 6$  die einzelnen Partikel eines Agglomerates mechanisch blockieren, sodass in einem Stoß nicht mehr die gesamte Energie durch Restrukturierung dissipiert werden kann. In Hinblick auf die experimentellen Ergebnisse, bei denen auch Abprallen für hoch poröse Agglomerate gefunden wurde – z. B.  $\phi = 0,15$  in Heißelmann et al. (2007) –, gehen sie davon aus, dass die Agglomerate bei der Präparation (z. B. durch Schneiden) an der Oberfläche verdichtet wurden. Dies würde vor allem für hoch poröse Agglomerate eine große Rolle spielen.

Kürzlich von Landeck (2016) durchgeführte Experimente mit Agglomeraten, welche denen von Heißelmann et al. (2007) entsprechen, haben gezeigt, dass Stöße zwischen Flächen, welche mit einer Klinge geschnitten wurden, zu Abprallen führen, wohingegen nicht präparierte Flächen bei vergleichbaren Geschwindigkeiten aneinander haften. Es ist daher möglich, dass abprallende Stöße erst in der späteren Phase der Planetenentstehung, wenn die Agglomerate eine höhere Dichte erreicht haben, eine Rolle spielen. Bei welchen Volumenfüllfaktoren dies geschieht, hängt indes von deren Zusammenhang mit der Koordinationszahl ab. Abbildung 2.4 gibt einen Überblick über alternative Beschreibungen dieses Zusammenhangs, aus dem hervorgeht, dass Gleichung 2.36 zu höheren Koordinationszahlen führt, als dies durch andere Veröffentlichungen angegeben wird.

Van de Lagemaat et al. (2001) haben anhand von Simulationen die Anzahl der nächsten Nachbarn in Abhängigkeit vom Volumenfüllfaktor für zufällig gepackte  $\text{TiO}_2$ -Nanopartikelschichten zu

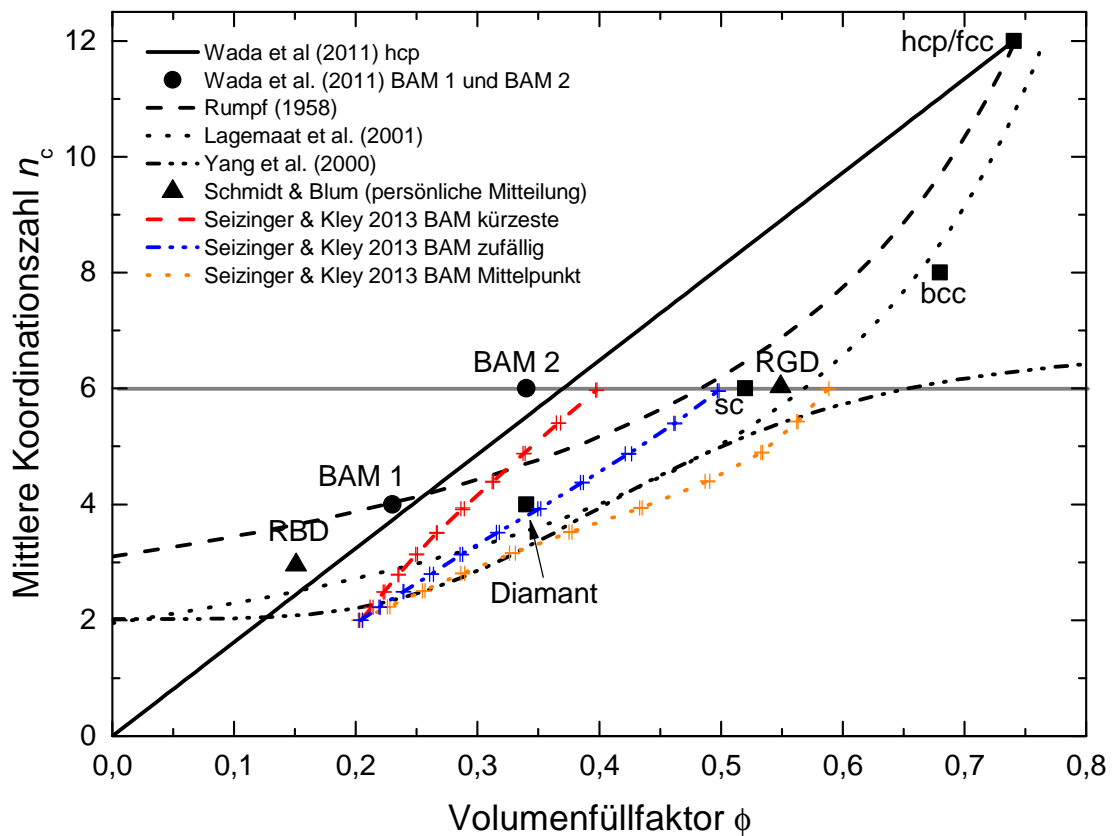
$$n_c = \frac{3,08}{1 - \phi} - 1,13 \quad (2.37)$$

bestimmt, wobei  $n_c = 6$  für einen Volumenfüllfaktor von  $\phi = 0,57$  erreicht wird. Des Weiteren geben Van Antwerpen et al. (2010) einen Überblick über verschiedene Simulationen und Experimente. Die höchsten, für diese Arbeit relevanten, Werte der Koordinationszahl werden von Rumpf (1958) durch die Gleichung

$$n_c = \frac{3,1}{1 - \phi} \quad (2.38)$$

gegeben. Dieser Zusammenhang basiert auf der Untersuchung verschiedener Schüttungen gleich großer Kugeln. Aus dieser folgt eine kritische Koordinationszahl für  $\phi = 0,48$ . Die niedrigsten Werte folgen mit

$$n_c = 2,02 \cdot \frac{1 + 87,38\phi^4}{25,81\phi^4} \quad (2.39)$$



**Abbildung 2.4:** Vergleich der unterschiedlichen numerischen Modelle zur Beschreibung des Zusammenhangs zwischen der Koordinationszahl und dem Volumenfüllfaktor für verschieden gepackte Partikel. Die Dreiecke repräsentieren die Simulationen von Schmidt & Blum (persönliche Mitteilung) für *Random Ballistic Deposition* (RBD) und *Random Gravitational Deposition* (RGD). Die Quadrate stehen für die Koordinationszahlen und Volumenfüllfaktoren von verschiedenen Gitterstrukturen [Diamant, kubisch-primitives Gitter (*simple cubic*, sc), kubisch-raumzentriertes Gitter (*body-centered cubic*, bcc) und kubisch-flächenzentriertes Gitter (*face centered cubic*, fcc) bzw. hexagonal dichteste Packung (*hexagonal closest packing*, hcp)] (Abbildung nach Kothe et al. (2013)).

aus den Simulationen von Yang et al. (2000). Der hieraus bestimmte kritische Volumenfüllfaktor beträgt  $\phi = 0,65$ .

Ähnliche Ergebnisse wurden auch durch Schmidt & Blum (persönliche Mitteilung) durch die Simulation des Wachstums eines Agglomerates durch *Random Ballistic Deposition* (RBD), bei der ein Partikel an der ersten Kontaktstelle haftet, und *Random Gravitational Deposition* (RGD), bei der die Partikel nach dem ersten Kontakt rollen und abprallen konnten, erzielt.

Seizinger und Kley (2013) haben sich ebenfalls mit der Generierung realistischer Agglomerate beschäftigt. Ähnlich wie bei den BAM-Agglomeraten von Shen et al. (2008), wurde das Agglomerat aus zufälligen Richtungen mit neuen Partikeln beschossen. Kam es zu einem Kontakt mit dem Agglomerat, haftete oder migrierte das Monomer bis zu einer Endposition. Hierbei wurden drei verschiedene Migrationsbedingungen angewendet, welche jeweils zu anderen Volumenfüllfaktoren geführt haben. Entweder wurde die dem Kontaktpunkt naheliegendste (BAM kürzeste), eine zufällige (BAM zufällig) oder die dem Mittelpunkt des Monomers am nächsten liegende Stelle (BAM Mittelpunkt) aus-

gewählt. Um zu vermeiden, dass die durch den Wachstumsprozess porösere Oberfläche einen zu großen Einfluss auf den Volumenfüllfaktor hat, haben Seizinger und Kley (2013) ihre Agglomerate aus einem größeren Objekt ausgeschnitten. Dies führt dazu, dass bei einer gegebenen Koordinationszahl der Volumenfüllfaktor größer ausfällt als bei den Agglomeraten von Shen et al. (2008). Zusätzlich sind die Agglomerate von Seizinger und Kley (2013) größer, sodass die Oberfläche einen geringeren Einfluss auf die mittlere Dichte hat.

Die simulierten Stöße zwischen diesen BAM-Agglomeraten ergaben ein ähnliches, von den experimentellen Beobachtungen abweichendes Bild wie bei Geretshauser et al. (2011). Für Geschwindigkeiten unterhalb von  $1 \text{ m s}^{-1}$  konnte für relativ dichte Agglomerate mit  $\phi > 0,5$  Abprallen simuliert werden. Oberhalb dieser Geschwindigkeit wurde jedoch Haftung und schließlich ein Übergang zur Fragmentation beobachtet.

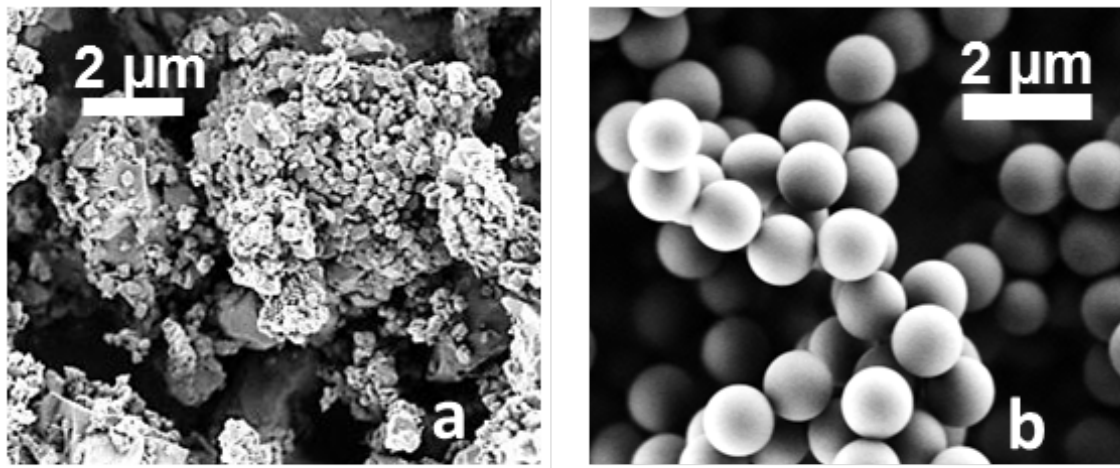
Die Widersprüche zwischen den Beobachtungen und den Simulationen von abprallenden Stößen sind bis zum jetzigen Zeitpunkt noch nicht abschließend geklärt. Es ist daher nötig, entsprechende Experimente in Hinblick auf die Rolle der Porosität der verwendeten Proben zu diskutieren.

### 2.5 Anmerkung zu Analogmaterialien

Experimentelle Untersuchungen des Wachstums kleiner Körper im inneren Sonnensystem können nur mit Hilfe geeigneter Analogmaterialien durchgeführt werden. Material aus der Frühzeit des Sonnensystems hat dessen Entwicklung vermutlich nicht völlig unverändert überdauert. Proben heutigen interplanetaren Staubes sind nur in Form einzelner Staubkörner auf der Erde vorhanden und Analogmaterialien mit vergleichbarer Zusammensetzung sind in der Regel nicht in hinreichenden Mengen für Experimente der hier vorgestellten Art verfügbar. Daher wurden die in diesem Abschnitt beschriebenen Experimente mit chemisch weniger komplexen Analogmaterialien durchgeführt. Für den Großteil dieser Experimente wurde eines von zwei  $\text{SiO}_2$ -Pulvern verwendet, welche hier beschrieben und mit den vermuteten Eigenschaften des originalen Materials verglichen werden.

Wie bereits in Abschnitt 2.1 ausgeführt, basiert das Wissen über die Eigenschaften und Zusammensetzung von protoplanetaren Stäuben zum großen Teil auf den Untersuchungen von heute zugänglichen Partikeln. Hierzu zählen Partikel, welche sich in primitiven Meteoriten finden, interplanetare Staubkörner, sowie die von der Stardust-Mission zurückgebrachten kometaren Partikel. Die jeweiligen Ergebnisse zeigen, dass Partikel im heutigen Sonnensystem Größen zwischen wenigen Nanometern und  $10 \mu\text{m}$  aufweisen. Vergleiche von Labormessungen an verschiedenen Oxiden haben gezeigt, dass die Größe der Staubpartikel einen größeren Einfluss auf das Wachstumsverhalten hat als die exakte chemische Zusammensetzung der Festkörper (Blum und Wurm 2008). Welchen Einfluss die Morphologie der Partikel darüber hinaus auf das Haft- und Fragmentationsverhalten hat, ist derzeit noch nicht bekannt.

Die im Rahmen dieser Arbeit diskutierten und durchgeführten Experimente wurden mit zwei unterschiedlichen Analogmaterialien durchgeführt, bei denen es sich jeweils um  $\text{SiO}_2$ -Pulver handelt. Der Unterschied zwischen beiden Materialien liegt in der Form und Morphologie der einzelnen Staubkörner.



**Abbildung 2.5:** Rasterelektronenmikroskopaufnahmen der verwendeten Analogmaterialien. **a:** polydisperser, irregulärer SiO<sub>2</sub>-Staub; **b:** monodisperser, sphärischer SiO<sub>2</sub>-Staub (Abbildung nach Kothe et al. (2013)).

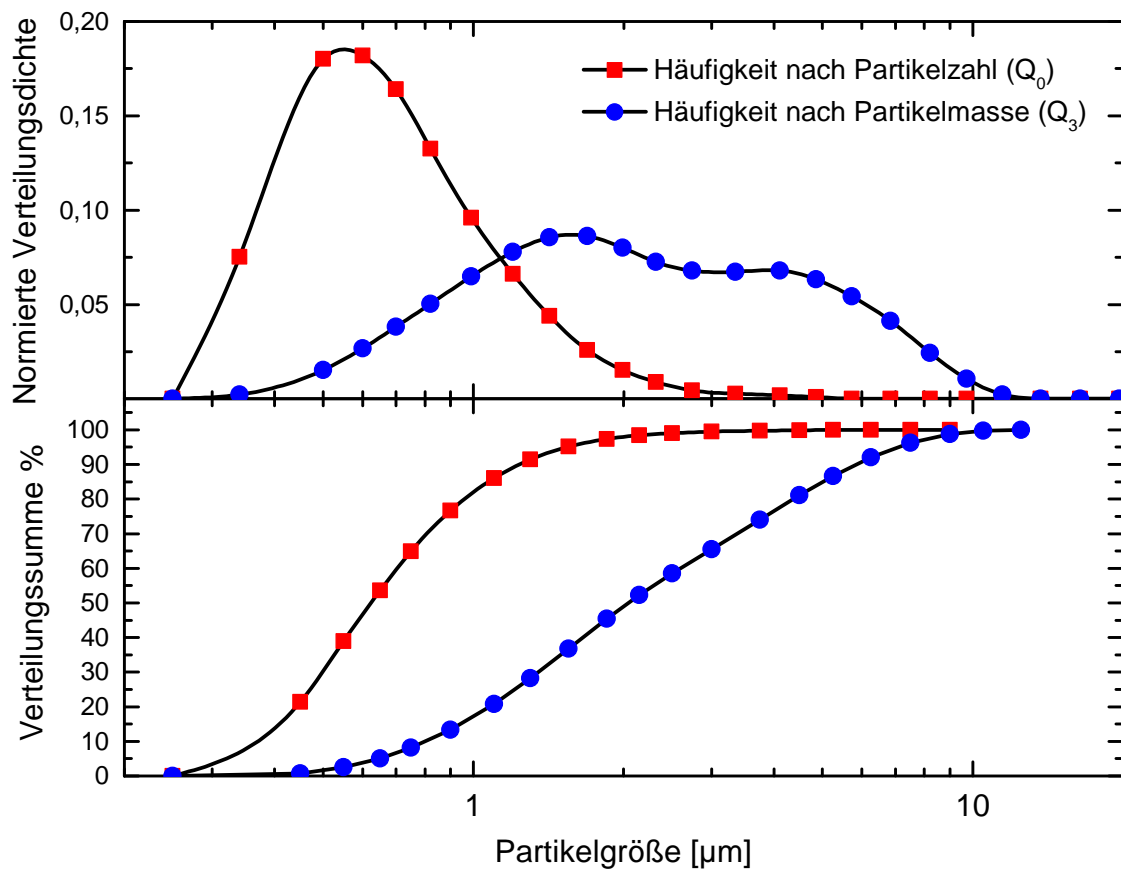
Das erste Material besteht aus irregulären Partikeln<sup>15</sup> (Abbildung 2.5a) mit einer breiten Größenverteilung und einer Dichte von  $2,6 \text{ g cm}^{-3}$ . Abbildung 2.6 zeigt die Ergebnisse einer mittels Laserbeugung durchgeführten Partikelgrößenanalyse, wobei die Größenverteilung sowohl über die Anzahl der Agglomerate als auch über die Volumen- bzw. Massenhäufigkeit bestimmt wurde. Diese Berechnungsgrundlagen geben an, wie viele entsprechende Monomermassen sich innerhalb einer Äquivalenzgröße befinden. Der über die Anzahl berechnete Mittelwert des Durchmessers beträgt  $0,63 \mu\text{m}$  und der über das Volumen bestimmte  $2,05 \mu\text{m}$ . Aus Abbildung 2.6 ist zu erkennen, dass ca. 80 % der Staubkörner kleiner als  $1 \mu\text{m}$  sind, jedoch 80 % der Masse in den Körnern mit einer Größe über  $1 \mu\text{m}$  liegt. Des Weiteren sind Partikel bis zu einer Größe von ca.  $10 \mu\text{m}$  vorhanden. Auch wenn die exakte Größenverteilung des protoplanetaren Staubes nicht genau bekannt ist, so ist zumindest eine gute Übereinstimmung des Größenintervalls gegeben.

Das zweite Analogmaterial besteht aus kugelförmigen Partikeln mit sehr schmaler Größenverteilung<sup>16</sup> (Abbildung 2.5b). Der Durchmesser jeder Kugel beträgt  $(1,52 \pm 0,06) \mu\text{m}$  (Blum et al. 2006). Die Dichte des Materials ist mit  $2,0 \text{ g cm}^{-3}$  geringer als bei dem irregulären Material.

Auch wenn viele der eingangs zitierten Experimente mit diesem monodispersen Material durchgeführt wurden, gilt es zu bedenken, dass dieses Analogmaterial vor allem in Hinblick auf die Form der einzelnen Staubkörner deutlich simplere Eigenschaften hat als es von protoplanetaren Staubkörnern erwartet wird. Da allerdings Kugeln mit nur einer einzigen Größe für Simulationen sehr viel einfacher zugänglich sind, bieten sie einen Vorteil gegenüber dem realistischeren polydispersen Material. Vor allem Simulationen, welche auf Moleküldynamik basieren, werden mit sphärischen Partikeln durchgeführt. Daher können die Ergebnisse von Experimenten, welche mit diesem Material durchgeführt wurden, direkt mit den Simulationen verglichen werden.

<sup>15</sup>Hersteller: Sigma-Aldrich, Silicon dioxide S5631.

<sup>16</sup>Hersteller: micromod, sicastar plain  $1,5 \mu\text{m}$ .



**Abbildung 2.6:** Messung der Größenverteilung des polydispersen, irregulären Analogmaterials, jeweils als Häufigkeit nach Partikelzahl und Partikelmasse. **Oben:** Normierte Verteilungsdichte (Abbildung nach Kothe et al. (2013)). **Unten:** Kumulative Darstellung der Verteilungssumme.

### **3 Stoßverhalten von submillimetergroßen Staubagglomeraten unter Mikrogravitation**

Das Wachstum von submillimetergroßen Staubagglomeraten stellt einen entscheidenden Schritt für die Entstehung protoplanetarer Körper dar. Von besonderer Wichtigkeit für das Verständnis dieses Prozesses ist dabei die massenabhängige Übergangsgeschwindigkeit zwischen haftenden und abprallenden Stößen, welche mit dem hier beschriebenen Experiment untersucht werden soll.

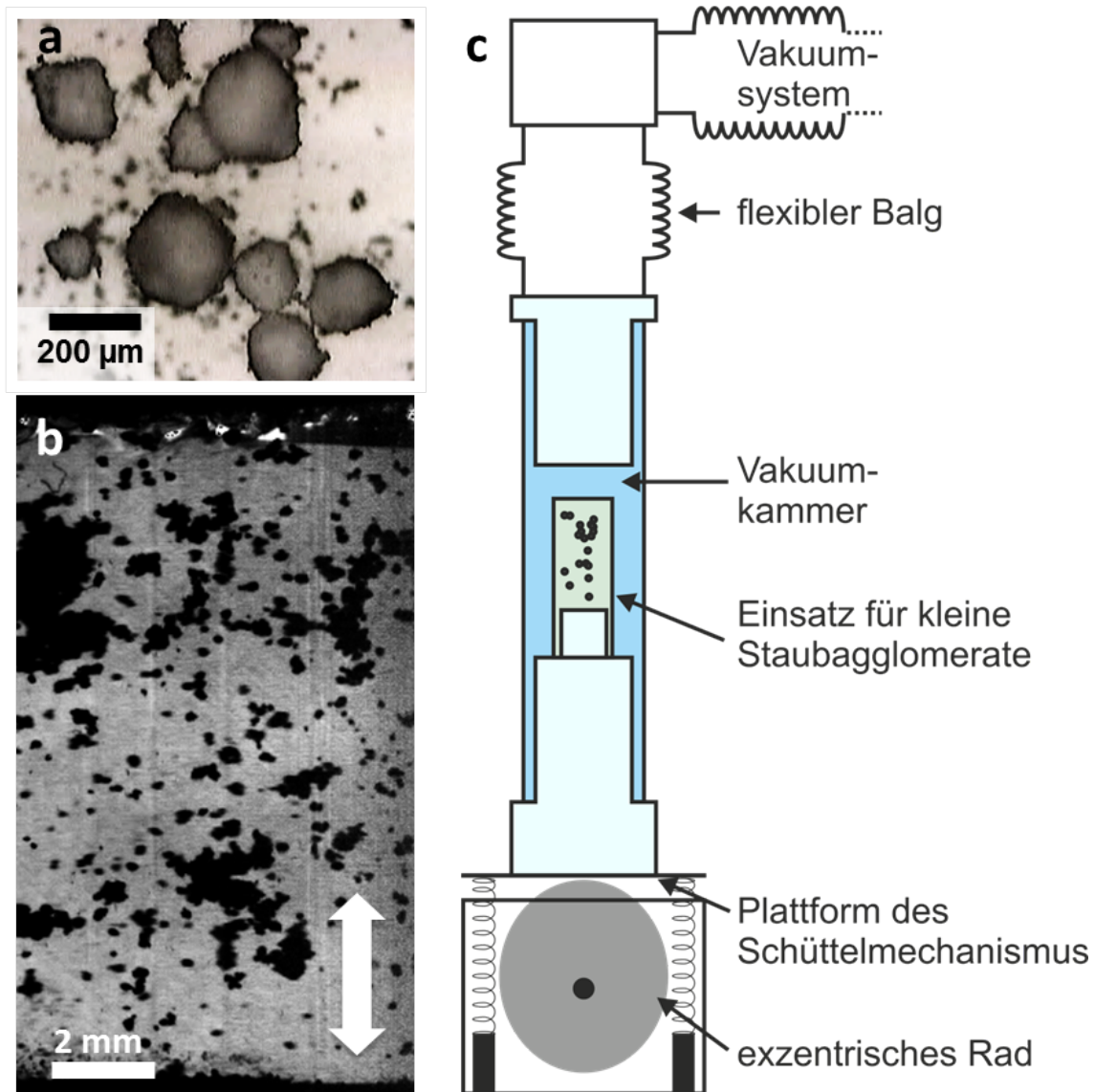
Die eingangs vorgestellten Modelle protoplanetarer Scheiben sagen für Agglomerate der untersuchten Größe typische Stoßgeschwindigkeiten von wenigen Zentimetern pro Sekunde oder weniger voraus. Experimentell lassen sich freie Stöße bei diesen Geschwindigkeiten nur unter Schwerelosigkeit erreichen. Aus diesem Grund wurden die hier beschriebenen Experimente im Fallturm in Bremen durchgeführt. Der Versuchsaufbau basiert auf dem in Weidling et al. (2012) vorgestellten Experiment zur Erzeugung freier Stöße in Mikrogravitation, welches zusammen mit den für die hier dargestellten Versuche durchgeführten Modifikationen in Abschnitt 3.1 beschrieben wird. Die Eigenschaften der verwendeten Proben und die mit ihnen durchgeführten Experimente sind Gegenstand der Abschnitte 3.2 und 3.3. Die Aufbereitung der gewonnenen Daten und deren Ergebnisse werden in den Abschnitten 3.4 und 3.5 erläutert. Abschließend werden in Abschnitt 3.6 die gewonnenen Erkenntnisse diskutiert.

Das im Rahmen dieses Kapitels vorgestellte Experiment sowie dessen Ergebnisse sind bereits in Kothe et al. (2013) veröffentlicht worden.

#### **3.1 Versuchsaufbau**

Der von Weidling et al. (2012) entwickelte Versuchsaufbau ermöglicht es, eine Vielzahl freier Stöße zwischen verschiedenen Partikeln oder Agglomeraten zu untersuchen.

Bei den dort beschriebenen Experimenten wurden millimetergroße Staubagglomerate innerhalb einer Vakuumkammer aus Glas untersucht, wohingegen bei den hier beschriebenen Experimenten kleinere Agglomerate mit einem typischen Durchmesser von  $150\,\mu\text{m}$  verwendet wurden (siehe Abbildung 3.1 a). Um die hierfür nötige, größere Auflösung zu erhalten, war ein reduziertes Gesichtsfeld erforderlich, sodass das Experimentvolumen verringert werden musste. Hierzu wurde eine Glasröhre mit einem Durchmesser von 1 cm und einer Höhe von 1,6 cm als Einsatz in der Vakuumkammer verwendet (Abbildung 3.1 c). Dieser Einsatz befand sich innerhalb der gläsernen Vakuumkammer und



**Abbildung 3.1:** **a:** Mikroskopaufnahme gesiebter Staubagglomerate vor den Experimenten. **b:** Momentaufnahme eines Experiments. **c:** Skizze des Versuchsaufbaus (Abbildung nach Weidling et al. (2012) und Kothe et al. (2013)).

wurde durch ein an der Oberseite angebrachtes, feinmaschiges Sieb evakuiert. Die Evakuierung erfolgte zunächst durch eine Verbindung mit dem für den Abwurf bereits evakuierten Fallturm. Zusätzlich wurde mit Hilfe einer Turbomolekularpumpe ein Druck von ca.  $10^{-3}$  mbar erzeugt.

Die Vakuumkammer war auf der Plattform eines Schüttelmechanismus befestigt, dessen Bewegung mit Hilfe eines durch einen Gleichstrommotor angetriebenen, exzentrischen Rades generiert wurde. Während der Mikrogravitation wurde die Rückstellkraft durch vier Federn erzeugt. Unterschiedliche Schüttelfrequenzen konnten durch die Variation der am Motor anliegenden Spannung eingestellt werden, sodass es möglich war, die Agglomerate unterschiedlich stark zu schütteln.



Die Aufnahme des Experimentes erfolgte über eine Hochgeschwindigkeitskamera mit einer Aufnahme Frequenz von 500 Bildern pro Sekunde und einer Auflösung von  $512 \times 512$  px. Aufgrund von Verzerrungen durch die Glasbauteile kam es zu leicht unterschiedlichen Umrechnungsfaktoren für die beiden Dimensionen des Kamerabildes, sodass der Faktor für die horizontale  $(35 \pm 2) \mu\text{m px}^{-1}$  und für die vertikale Auflösung  $(39 \pm 2) \mu\text{m px}^{-1}$  beträgt. Diese Abweichung wurde in jedem Auswertungsschritt berücksichtigt. Um eine bessere Übersicht zu gewähren, wurden die Maßstäbe in den Abbildungen mit dem Mittelwert der beiden Auflösungen berechnet. Für die Beobachtung des Experimentvolumens wurde ein telezentrisches Objektiv verwendet. Vor diesem befand sich ein Prisma, welches eine Beobachtung des Experimentes aus zwei um  $30^\circ$  gegeneinander verschobenen Blickwinkeln ermöglichte. Für die Auswertung der Daten ist ein kontrastreiches Bild nötig, sodass die Aufnahme der Experimente im Gegenlicht erfolgte. Beleuchtet wurde das Experiment durch ein aus  $8 \times 10$  LED bestehendes *Array*. Diffus streuendes Papier wurde sowohl auf dem LED-*Array* als auch direkt hinter der Vakuumkammer angebracht, um einen gleichmäßigen Hintergrund zu erzeugen.

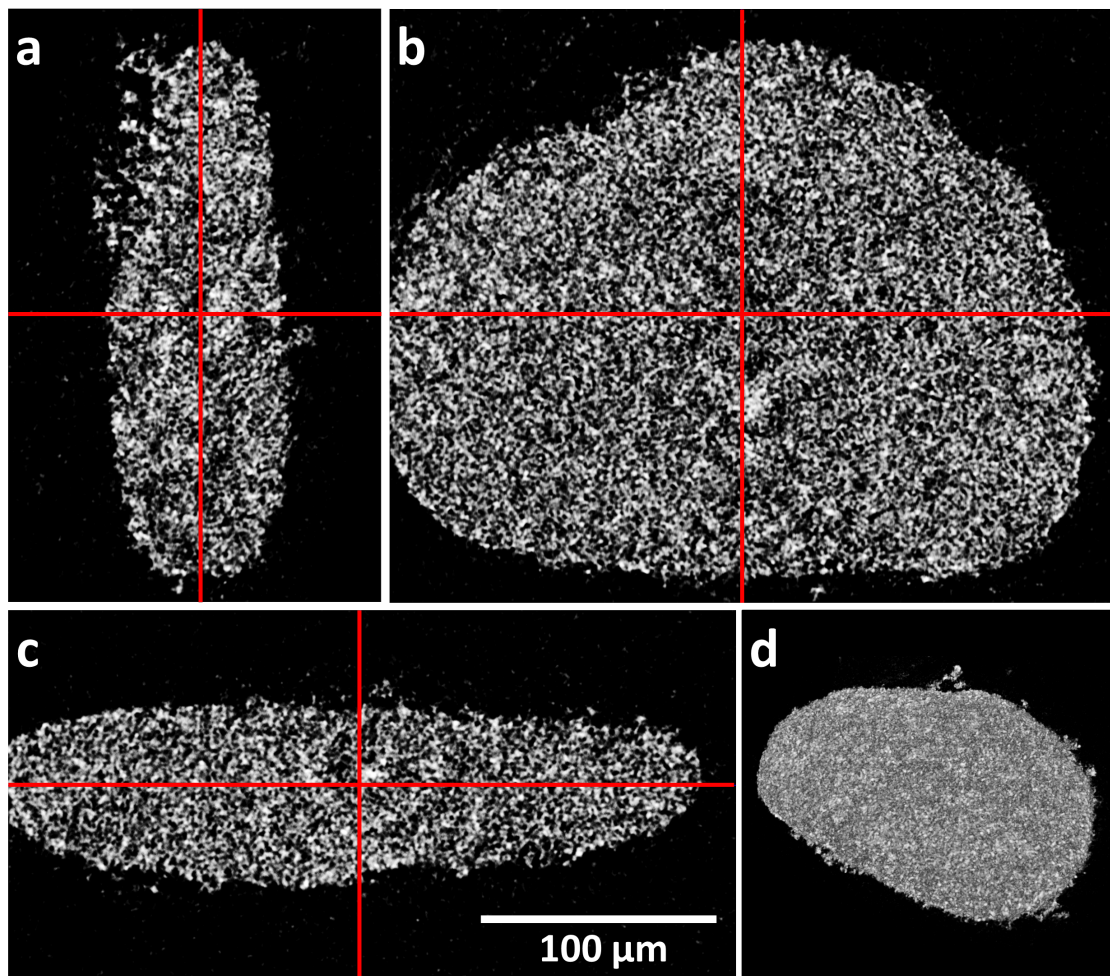
## 3.2 Charakterisierung der Staubagglomerate

Die hier vorgestellten Experimente wurden mit dem im Abschnitt 2.5 beschriebenen mono- und polydispersen  $\text{SiO}_2$ -Pulver durchgeführt. Verwendet wurden Agglomerate, welche sich durch die Bewegung des Pulvers in den Aufbewahrungsbehältern gebildet haben. Die Form dieser Agglomerate war näherungsweise ellipsoid. Um die Agglomerate zu selektieren, wurden zwei Siebe mit  $100 \mu\text{m}$  und  $250 \mu\text{m}$  verwendet. Der mittlere Durchmesser der gesiebten Proben lag bei  $(150 \pm 60) \mu\text{m}$  und wurde exemplarisch an Mikroskopaufnahmen von 782 Agglomeraten bestimmt.

Weidling et al. (2012) haben millimetergroße Agglomerate verwendet (dies entspricht  $0,1 \text{ mg} - 30 \text{ mg}$ ). Für diese wurde ein Volumenfüllfaktor von  $\phi = 0,35 \pm 0,05$  exemplarisch an mehreren Agglomeraten berechnet, welche hierzu vermessen und gewogen wurden. Dies war aufgrund der geringen Größe und Masse der  $150 \mu\text{m}$ -großen Agglomerate nicht möglich. Aus diesem Grund wurde mit einem SkyScan-2011-Röntgen-Nanotomographiegerät eine dreidimensionale Aufnahme eines Agglomerates angefertigt. Die Kantenlänge jedes Voxel<sup>17</sup> betrug  $0,3 \mu\text{m}$ . Wie in Abbildung 3.2 zu erkennen ist, war die Form des untersuchten Agglomerates elliptisch mit Halbachsen von ca.  $150 \mu\text{m}$ ,  $100 \mu\text{m}$  und  $40 \mu\text{m}$ .

Basierend auf den angefertigten Tomographiebildern wurde der mittlere Volumenfüllfaktor des Agglomerates berechnet. Trotz der hohen Auflösung der Bilder war es nicht möglich, die genaue Position jedes Monomers zu erkennen und somit die genaue Struktur des Agglomerates zu ermitteln. Daher wurde der Füllfaktor mit Hilfe des mittleren Grauwertes im Inneren des Agglomerates bestimmt. Der Grauwert, welcher der Dichte des Materials der Partikel entspricht, konnte exemplarisch anhand von 50 Monomeren vermessen werden. Aufgrund der Auflösung von  $0,3 \mu\text{m px}^{-1}$  ergab sich für jedes Staubkorn ein theoretischer Durchmesser von 5 px. Da jedes Voxel eine mittlere Dichte des darin befindlichen Materials angibt und die Monomere nicht an dem Raster ausgerichtet waren, befanden sich die Kugeln in der Regel in mehr als den – aus der erwarteten

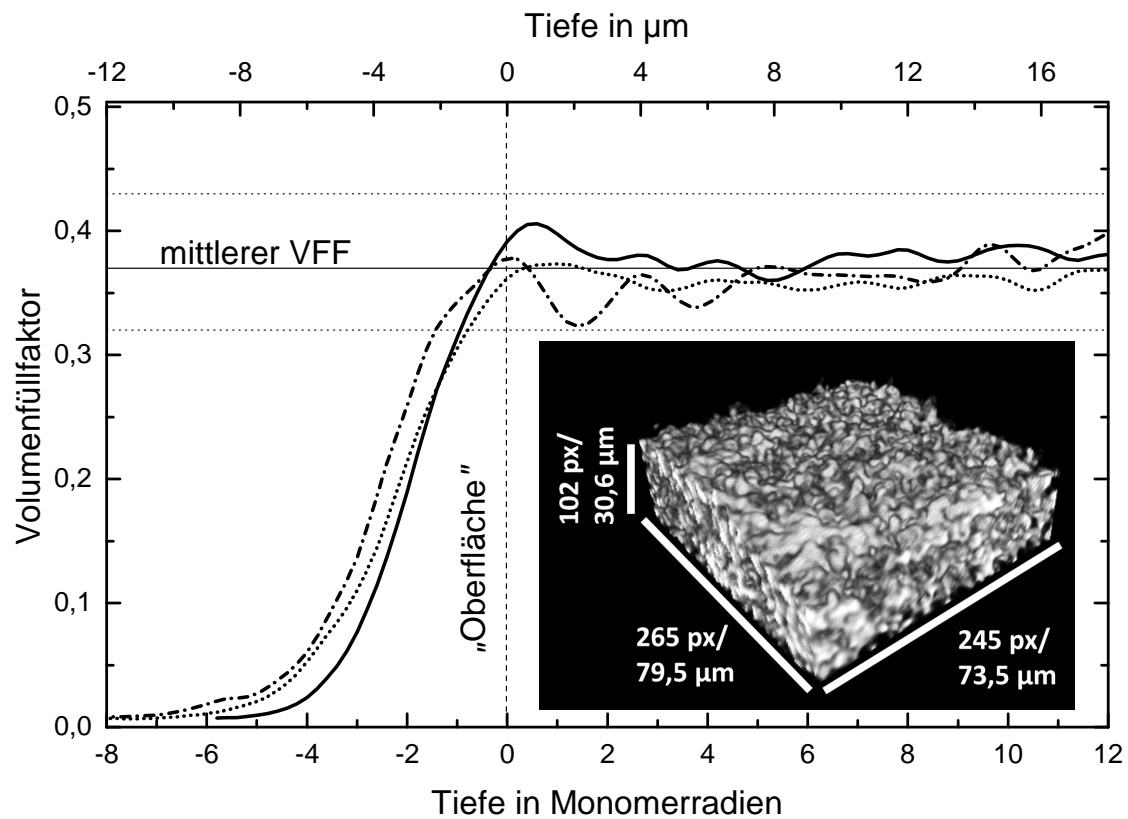
<sup>17</sup>Ein Voxel ist ein Volumenelement mit einer Kantenlänge von je 1 px.



**Abbildung 3.2:** NanoCT-Aufnahmen eines Staubagglomerates mit Halbachsen von  $150\,\mu\text{m}$ ,  $100\,\mu\text{m}$  und  $40\,\mu\text{m}$ . **a – c:** Schnittflächen durch das Agglomerat. Die jeweils nicht sichtbaren Flächen werden durch die roten Linien gekennzeichnet. **d:** 3D-Rekonstruktion des Agglomerates.

Größe entsprechenden – 20 Bildpunkten und erscheinen somit größer. Dabei nahm ihre Helligkeit zum Rand des Monomers hin ab. Daher wurden für die Bestimmung des Grauwertes von  $\text{SiO}_2$  die innersten Pixel der Kugeln verwendet. Aus dem mittleren Grauwert der NanoCT-Aufnahmen und dem berechneten Wert für  $\text{SiO}_2$ -Partikel wurde ein mittlerer Volumenfüllfaktor von  $\phi = 0,37^{+0,06}_{-0,05}$  bestimmt, was mit dem in Weidling et al. (2012) angegebenen Wert im Einklang ist.

Wie bereits in Abschnitt 2.4 beschrieben, kann neben dem Volumenfüllfaktor auch die mittlere Koordinationszahl  $n_c$  des Agglomerates betrachtet werden, um den Übergang zwischen Haftung und Abprallen zu erklären. Die Simulationen von Wada et al. (2011) haben ergeben, dass abprallende Stöße erst ab einer Koordinationszahl von  $n_c = 6$  auftreten, da in diesem Fall die einzelnen Staubkörner mechanisch blockiert sind und das Agglomerat die Energie eines Stoßes weniger effizient dissipieren kann. Unter Verwendung von Gleichung 2.36 ergibt sich für die hier verwendeten Agglomerate ein Wert von  $n_c = 5,9$ , welcher dem von Wada et al. (2011) gefundenen kritischen Wert entspricht. Es muss jedoch bedacht werden, dass dieser Zusammenhang für eine auf hexagonalen Gitter



**Abbildung 3.3:** Messung des Volumenfüllfaktors nahe und unterhalb der Oberfläche des untersuchten Staubagglomerates. Die drei Kurven repräsentieren unterschiedliche Stellen an der Oberfläche, welche der in dem eingefügten Bild zu sehenden Stelle entsprechen. Die Flächen der vermessenen Ausschnitte waren wie folgt: durchgehende Kurve: 245 px  $\times$  265 px, gepunktete Kurve: 400 px  $\times$  257 px, Punkt-Strich-Kurve: 103 px  $\times$  142 px. Des Weiteren zeigt das eingefügte Bild eine 3D-Rekonstruktion eines der analysierten Bereiche (Abbildung nach Kothe et al. (2013)).

tern basierende Struktur gilt. Die von Van de Lagemaat et al. (2001), Rumpf (1958) und Yang et al. (2000) für zufällige Packungen bestimmten Zusammenhänge für das Verhältnis von Volumenfüllfaktoren und Koordinationszahlen ergeben jedoch deutlich kleinere Werte von  $n_c = 3,76$ ,  $n_c = 4,92$  bzw.  $n_c = 3,56$  (Gleichungen 2.37, 2.38 und 2.39). Somit ist fraglich, ob das Auftreten von abprallenden Stößen in diesem Versuch durch die von Wada et al. (2011) vorgeschlagene mechanische Blockierung der Monomere zu erklären ist.

Bei den bestimmten Koordinationszahlen handelt es sich um Mittelwerte, die im Inneren des Agglomerates gemessen wurden. Um auszuschließen, dass die verwendeten Agglomerate an ihrer Oberfläche eine erhöhte Kompaktierung aufweisen, welche zu abprallenden Stößen führt, wurden drei Bereiche nahe der Oberfläche untersucht. In einer solchen festen Schale sehen Wada et al. (2011) eine mögliche Erklärung für die Beobachtung abprallender Stöße bei sehr porösen Agglomeraten (z. B.  $\phi = 0,15$  in Heißelmann et al. 2007). Eine Verdichtung der äußeren Staubschichten kann beispielsweise während der Vorbereitung der Experimente entstanden sein. Abbildung 3.3 zeigt den Verlauf des Volumenfüllfaktors von der Oberfläche des Agglomerates bis zu einer Tiefe von  $17\,\mu\text{m}$ . Gemessen wurde dies an drei möglichst ebenen Stellen der Probe; jedoch ist aufgrund der

unregelmäßigen Struktur der Agglomerate eine Oberfläche nicht genau zu bestimmen gewesen. Daher wurde sie als die Tiefe definiert, an welcher der lokal gemessene Volumenfüllfaktor mit dem Mittelwert des Agglomerates übereinstimmt. Die Berechnung erfolgte mit Hilfe des mittleren Grauwertes der Monomere in den ausgewählten Bereichen jeweils für Schichten einer Dicke von  $1\text{ }\mu\text{m}$ . Es ist zu sehen, dass es nahe der Oberfläche zu periodischen Schwankungen der Dichte kommt. Eine deutliche Verdichtung der Oberfläche ist jedoch nicht zu erkennen. Die Schwankung hat eine Abweichung von  $\Delta\phi = \pm 0,05$  zum mittleren Volumenfüllfaktor zur Folge und entspricht gemäß Gleichung 2.36 einer Änderung der Koordinationszahl um  $\Delta n_c = \pm 0,4$ . Diese Umrechnung gilt für eine zugrunde liegende hexagonale Struktur, für welche in Abschnitt 2.4 gezeigt wurde, dass sie zu den höchsten Koordinationszahlen führt. Es ist anzunehmen, dass die tatsächlichen Schwankungen geringer ausfallen.

## 3.3 Durchgeführte Experimente

In diesem Kapitel werden die vier durchgeführten Experimente beschrieben. Es wurden je zwei Experimente mit gesiebten Agglomeraten aus irregulärem, polydispersem und sphärischem, monodispersem Staub durchgeführt.

Jedes Experiment wurde während eines Katapultfluges im Bremer Fallturm durchgeführt, wobei die Dauer ca. 9 Sekunden betrug. Die Experimente 1 und 2 wurden mit polydispersem Staub durchgeführt. 5 Sekunden nach Einsetzen der Schwerelosigkeit wurde die anfängliche Frequenz des Schüttelmechanismus um 50 % reduziert. Für die mit monodispersem Staub durchgeführten Experimente 3 und 4 wurde die Frequenz bereits nach 2 Sekunden auf 50 % und nach 5 Sekunden auf 35 % reduziert. Nach 8 Sekunden wurde der Mechanismus gestoppt. Eine Übersicht über diese Profile befindet sich in Tabelle 3.1 sowie Abbildung 3.4.

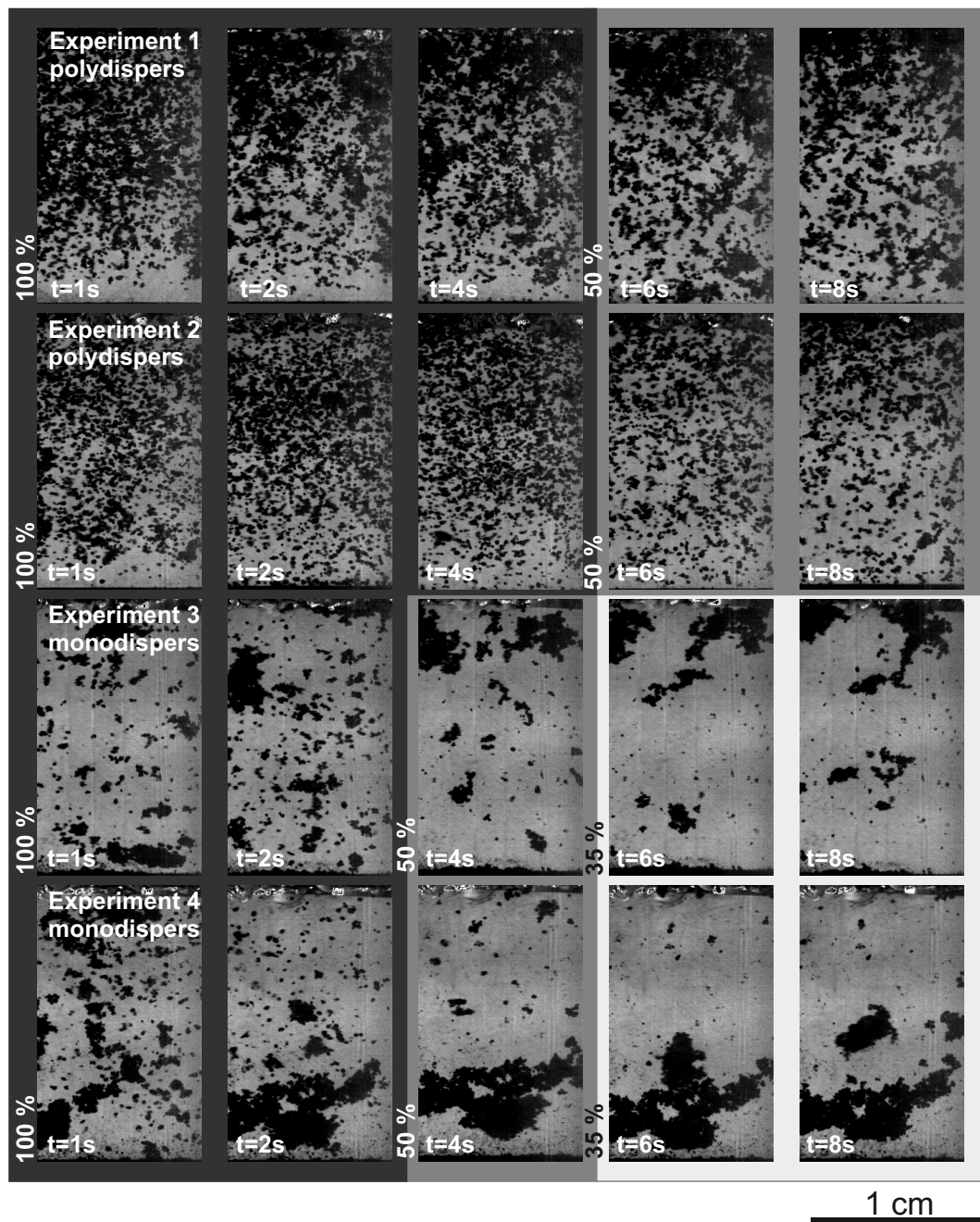
## 3.4 Datenanalyse

Die Analyse der Experimente erfolgte anhand der von der Hochgeschwindigkeitskamera aufgezeichneten Bildsequenzen. Jede Aufnahme zeigt aufgrund des verwendeten Prismas zwei Halbbilder mit einer Winkeldifferenz von  $30^\circ$ . An den Rändern der Halbbilder tritt durch den Rand des Glaszylinders eine Verdunklung auf, welche vor der Auswertung vermessen und in jedem Bild korrigiert wurde. Auf Grundlage der korrigierten Aufnahmen konnten die Geschwindigkeit und die Größe der Teilchen bestimmt werden. Für die Berechnung dieser Größen wurden Binärbilder erzeugt, wobei für alle Experimente der gleiche Schwellwert verwendet wurde, was die Vergleichbarkeit der Agglomeratgrößen und Massen gewährleistet.

Die analysierten Stöße mussten manuell identifiziert werden. Aufgrund der großen Anzahl von Agglomeraten und der damit einhergehenden hohen optischen Dichte konnte nur ein geringer Teil der tatsächlich stattfindenden Stöße gefunden werden. Da die Auswahl der Stöße keinem Muster folgte, werden sie als zufällige Stichprobe betrachtet.

Die Bestimmung der Stoßgeschwindigkeiten erfolgte mit einem halbautomatischen *Trackingprogramm*, welches die Trajektorie eines ausgewählten Objektes verfolgt und die Position seines Schwerpunktes und seiner Fläche in jedem Bild aufzeichnet.





**Abbildung 3.4:** Momentaufnahme der vier Experimente zu verschiedenen Zeiten. Die ersten zwei Spalten zeigen die Agglomerate während der Deagglomerationsphase (100 % Geschwindigkeit des Schüttelmechanismus, dunkelgrauer Hintergrund). Die Geschwindigkeit des Schüttelmechanismus wird durch die Hintergrundfarbe der Abbildung angezeigt. In Experiment 1 und 2 wurde die Frequenz nach 5 Sekunden auf 50 % reduziert (mittelgrauer Hintergrund). In den Experimenten 3 und 4 wurde sie bereits nach 2 Sekunden auf 50 %, nach 5 Sekunden auf 35 % reduziert (hellgrauer Hintergrund). Nach 8 Sekunden wurde der Motor deaktiviert. Die rechte Spalte zeigt den Endzustand der Experimente. Das unterschiedliche Agglomerationsverhalten der einzelnen Experimente ist deutlich zu erkennen (Abbildung nach Kothe et al. (2013)).

### 3 Stoßverhalten von submillimetergroßen Staubagglomeraten

**Tabelle 3.1:** Überblick über die Parameter und Schüttelprofile der durchgeführten Experimente. (SoE: *Start of Experiment*, EoE: *End of Experiment*).

Experiment-nummer	Analogmaterial	Anfängliche mittlere Größe [ $\mu\text{m}$ ]	Anfängliche Anzahldichte [ $10^9 \text{ m}^{-3}$ ]	Anzahl beobachteter Stöße
1	polydispers	150	1,59	13
2	polydispers	150	1,59	11
3	monodispers	150	1,50	3
4	monodispers	150	1,50	15

Experiment-nummer	Profil des Schüttelmechanismus									
	0s SoE	1s	2s	3s	4s	5s	6s	7s	8s	9s EoE
1	100 %		100 %			50 %			50 %	
2	100 %		100 %			50 %			50 %	
3	100 %		50 %			35 %			0 %	
4	100 %		50 %			35 %			0 %	

Die stoßenden Agglomerate wurden über einen möglichst langen Zeitraum verfolgt, um eine höhere Genauigkeit bei der Bestimmung der Geschwindigkeit zu erhalten. Begrenzt wurde diese Zeit durch Stöße mit anderen Agglomeraten oder mit der Wand. Die Berechnung der Geschwindigkeit erfolgte anhand einer Geraden, welche an die zuvor bestimmten Positionen der Agglomerate angepasst wurde. Dabei konnte keine Beschleunigung der Agglomerate nachgewiesen werden, welche auf einen Einfluss des Restgases oder das Vorhandensein von elektrostatischen Ladungen hindeuten könnte. Für die Bestimmung der Geschwindigkeiten wurde nur die linke Bildhälfte verwendet, da eine eindeutige Zuordnung der Agglomerate in beiden Halbbildern aufgrund ihrer großen Anzahl nicht möglich war. Entsprechend wurden die angegebenen Geschwindigkeiten in zwei Dimensionen gemessen. Weidling et al. (2012) haben gezeigt, dass dies in dem auch hier verwendeten Versuchsaufbau zu einem statistischen Fehler von 13 % führt. Des Weiteren konnte der Einfluss der Rotation der Agglomerate nicht berücksichtigt werden, da diese aufgrund ihrer geringen Größe im Gegenlicht nicht zu bestimmen war. Beide Fehler übertragen sich auf die im folgenden Kapitel bestimmte Haftgrenze.

Für die Berechnung der Massen der stoßenden Agglomerate wurde ihre projizierte Fläche, die ebenfalls durch das Trackingprogramm vermessen wurde, verwendet. Unter

der Annahme, dass die Agglomerate nur leicht elliptisch sind, wurde die Masse zu

$$m = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \phi \rho_{\text{SiO}_2} \hat{A}^{3/2} \quad (3.1)$$

berechnet. Hierbei ist der Volumenfüllfaktor ( $\phi = 0,37$ ,  $\rho_{\text{SiO}_2, \text{mono}} = 2 \text{ g cm}^{-3}$  bzw.  $\rho_{\text{SiO}_2, \text{poly}} = 2,6 \text{ g cm}^{-3}$ ) die jeweilige Dichte der zwei verwendeten  $\text{SiO}_2$ -Partikel und  $\hat{A}$  die mittlere gemessene Fläche des Agglomerates während der Verfolgung des Teilchens. Über diese Mittelung wurden Unregelmäßigkeiten der Agglomeratstruktur bestmöglich in die Berechnung mit einbezogen.

## 3.5 Ergebnisse

Zunächst soll die Entwicklung des Ensembles von Agglomeraten während der Versuche beschrieben werden. Abbildung 3.4 zeigt anhand von Momentaufnahmen die Entwicklung der Teilchenensembles während der Experimente. In der ersten Spalte wird der Zustand der Experimente nach 1 Sekunde gezeigt. Es ist deutlich zu erkennen, dass in den mit polydispersem Pulver durchgeführten Experimenten 1 und 2 die gesiebten Agglomerate durch das Aufschütteln größtenteils deagglomeriert und im gesamten Experimentvolumen verteilt wurden. Für die Experimente 3 und 4 mit monodispersem Staub war dies nicht der Fall. Ein Großteil der Masse war immer noch in einigen Clustern – offenen Verbänden aus den ursprünglich gesiebten Agglomeraten – gebunden. Ein weiteres Aufspalten der Cluster ließ sich auch während der Restzeit der Experimente nicht erreichen. Wie in Abschnitt 3.5.4 gezeigt wird, hafteten diese Cluster im Vergleich zu einzelnen Agglomeraten auch noch bei höheren Geschwindigkeiten sowohl untereinander als auch mit einzelnen Agglomeraten. Zudem stießen sie aufgrund ihrer größeren Querschnittsfläche häufiger mit anderen Agglomeraten zusammen. Daher wurde während der Experimente 3 und 4 ein großer Teil der zu Beginn des Experiments noch freien Agglomerate in größeren Clustern gebunden. In Experiment 3 war die Entstehung eines länglichen Clusters aus aneinander haftenden Agglomeraten, welcher fraktalen Charakter hat, zu beobachten. Die Eigenschaften dieses Clusters werden in Abschnitt 3.5.3 näher betrachtet. In den Experimenten 1 und 2 konnte ein Wachstum von Clustern nicht beobachtet werden. Dies war der höheren Frequenz, mit der das Experiment geschüttelt wurde (Motorleistung nicht unter 50 %), geschuldet. In Abschnitt 3.5.1 wird gezeigt, dass sich anhand der untersuchten Stöße kein Einfluss der Materialien auf die Hafteigenschaften nachweisen lässt.

In Abschnitt 3.5.1 werden Stöße zwischen einzelnen Agglomeraten betrachtet und im darauf folgenden Abschnitt 3.5.2 verwendet, um das Stoßmodell von Weidling et al. (2012) zu überarbeiten. Die Entstehung und die Eigenschaften von Agglomerat-Clustern werden in den Abschnitten 3.5.3 und 3.5.4 dieses Kapitels beschrieben.

### 3.5.1 Haftung und Abprallen in Stößen zwischen submillimetergroßen Staubagglomeraten

In den durchgeführten Experimenten wurden insgesamt 42 Stöße zwischen gesiebten Agglomeraten gefunden und analysiert. Die relativen Stoßgeschwindigkeiten, welche in der zweidimensionalen Projektion gemessen wurden, lagen zwischen  $2,3 \text{ cm s}^{-1}$  und

$16,6 \text{ cm s}^{-1}$ . Die Masse der Agglomerate lag zwischen  $3,0 \cdot 10^{-7} \text{ g}$  und  $9,3 \cdot 10^{-6} \text{ g}$ , wobei 85 % der Stoßpartner ein Massenverhältnis von weniger als 5 aufwiesen. Das ursprüngliche Stoßmodell von Güttler et al. (2010) betrachtet Agglomerate als gleich groß, solange ihr Massenverhältnis kleiner als 1:100 ist. Somit können in diesem Kontext die hier betrachteten Agglomerate demzufolge als gleich groß betrachtet werden.

Abbildung 3.5 zeigt die untersuchten Stöße in einem Diagramm, welches an die Abbildungen von Güttler et al. (2010) angelehnt ist. Die eingetragene Masse ist entsprechend der dortigen Konvention die des kleinen Stoßpartners. In der Darstellung werden haftende Stöße durch grüne Symbole und abprallende Stöße durch gelbe Symbole dargestellt. Eine Kollision gilt als haftend, wenn der Kontakt über mehrere Bilder bestehen blieb. Stöße, bei denen dies nicht mit Sicherheit ermittelbar war, wurden nicht in die Auswertung einbezogen. Die dreieckigen bzw. runden Symbole repräsentieren Stöße zwischen Agglomeraten aus polydispersem bzw. monodispersem Staub. Wie in Abschnitt 3.5.2 diskutiert wird, konnte trotz der in Abbildung 3.4 zu sehenden, qualitativ unterschiedlichen Entwicklung der Agglomeratensembles, kein signifikanter Unterschied zwischen den Haftwahrscheinlichkeiten der unterschiedlichen Analogmaterialien gefunden werden.

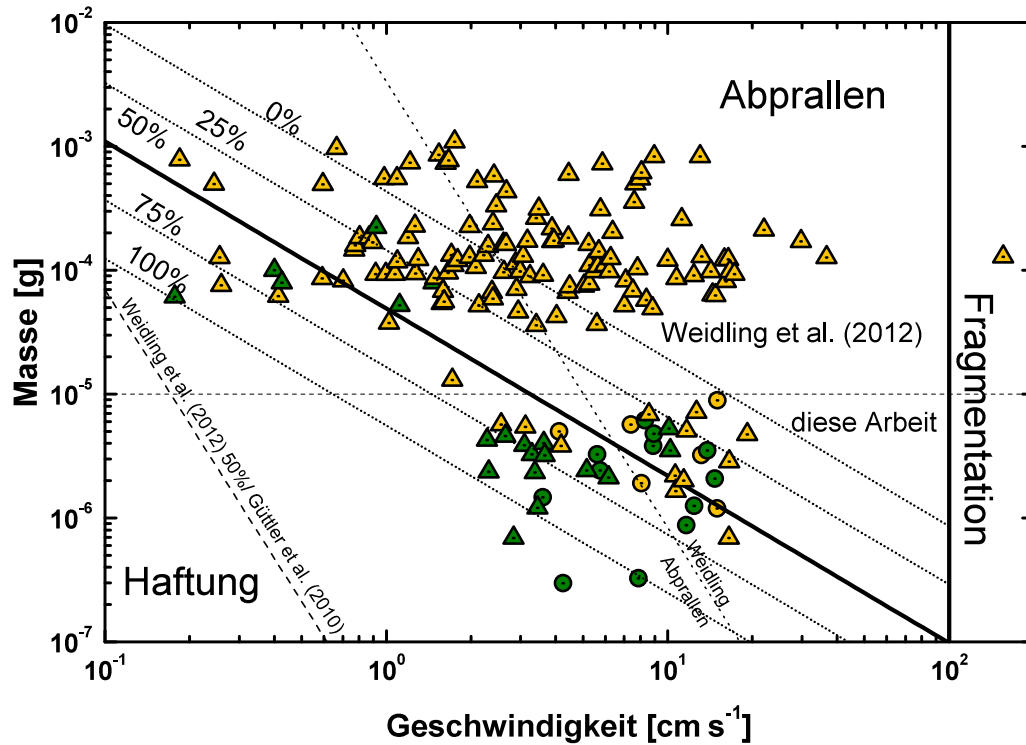
Zusätzlich zu den im Rahmen dieser Arbeit vermessenen Stößen wurden auch die von Weidling et al. (2012) untersuchten Stöße zwischen Agglomeraten mit mittlerem Durchmesser von ca. 1 mm und 1,5 mm in das Diagramm eingetragen. Diese werden durch die Datenpunkte mit Massen von mehr als  $10^{-5} \text{ g}$  dargestellt. Die gestrichelten Linien in Abbildung 3.5 zeigen die von Weidling et al. (2012) bestimmten Haftgrenzen, wobei die lang-gestrichelte Linie für die Massen steht, bei denen die eine Hälfte aller Stöße zur Haftung und die andere zum Abprallen führt. Die kurz-gestrichelte Linie gibt die Grenze an, oberhalb derer keine Haftung mehr stattfindet. Die Parameter der 50 %-Kurve finden sich in Tabelle 3.2. Es ist zu erkennen, dass die in dieser Arbeit untersuchten Stöße bei wesentlich höheren Geschwindigkeiten zur Haftung führen, als bisher vorhergesagt wurde. Die Bestimmung einer neuen Haftgrenze ist daher Gegenstand des folgenden Kapitels.

#### 3.5.2 Bestimmung eines neuen Übergangs zwischen Haftung und Abprallen

Der vorangegangene Abschnitt dieses Kapitels zeigt die Grenzen des in Güttler et al. (2010) und Weidling et al. (2012) entwickelten Modells auf. Da Weidling et al. (2012) nur Stöße zwischen Agglomeraten der Größen von ca. 1 mm und 1,5 mm untersucht haben, verwendeten sie das Kontaktmodell von Thornton und Ning (1998), welches das Haftverhalten von adhäsiven, elastisch-plastisch verformbaren Kugeln beschreibt, um die Massenabhängigkeit der Haftgrenze zu berechnen. Um dieses Modell auf Staubagglomerate zu übertragen, machten sie die Annahme einer effektiven Oberflächenenergie, welche den Wert einer glatten Kugel um die Porosität und den Hertzfaktor modifiziert. Hieraus ergab sich ein funktionaler Zusammenhang von  $m \propto v^{-18/5}$ . Anhand der experimentellen Daten konnte der Vorfaktor bestimmt werden. Die so gefundene 50%-Haftgrenze stimmt – im Rahmen der Genauigkeit, welche bei einer geringen Anzahl von haftenden Stößen möglich war – mit der zuvor von Güttler et al. (2010) angegebenen Übergangslinie überein.

Zwar konnte das Vorhandensein des von Weidling et al. (2012) beobachteten kontinuierlichen Übergangs zwischen Haftung und Abprallen mit den in dieser Arbeit vorgestell-





**Abbildung 3.5:** Ergebnisse der Stöße zwischen submillimetergroßen Staubagglomeraten. Die Achsen stehen für die Stoßgeschwindigkeit und die Masse des kleineren Stoßpartners. Dreieckige und runde Symbole repräsentieren Stöße zwischen Agglomeraten aus polydispersen bzw. monodispersen  $\text{SiO}_2$ -Partikeln. Die Stöße zwischen Agglomeraten mit größerer Masse als  $10^{-5}$  g entsprechen den in Weidling et al. (2012) untersuchten Stößen. Die lang- und die kurz-gestrichelte Linie stehen für die 50 %- und 0 %-Haftgrenzen aus Weidling et al. (2012) (Werte siehe Tabelle 3.2). Ein neues Potenzgesetz für den Übergang zwischen beiden Regimen wurde anhand der verfügbaren Daten berechnet. Die gepunkteten und durchgehenden Linien entsprechen dem Übergang von perfekter Haftung (100 %) zum perfekten Abprallen (0 %) (Abbildung nach Kothe et al. (2013)).

ten Experimenten bestätigt werden; jedoch ist auch deutlich geworden, dass der bisherige funktionale Zusammenhang der Grenze nicht zutreffend ist und sich die Stoßphysik poröser Agglomerate nicht durch eine Modifikation der für kompakte Körper geltenden Modelle beschreiben lässt. Vor allem das Haftverhalten kleiner Agglomerate unterhalb einer Masse von ca.  $10^{-4}$  g wird durch das bisher verwendete Potenzgesetz nicht beschrieben. Wie in Abschnitt 3.5.1 gezeigt, haften submillimetergroße Agglomerate auch bei höheren Geschwindigkeiten aneinander, als dies vom ursprünglichen Stoßmodell von Güttler et al. (2010) vorausgesagt wurde. Die in der vorliegenden Arbeit zur Verfügung stehenden – und in der Masse drei Größenordnungen umfassenden – Daten ermöglichen die Berechnung einer empirischen Grenze, welche den Übergang zwischen Abprallen und Haftung beschreibt. Wie auch in den vorangegangenen Modellen wird an dieser Stelle davon ausgegangen, dass dieser Übergang durch ein Potenzgesetz der Form

$$\frac{m}{1\text{g}} = a_{\text{st}} \cdot \left( \frac{v}{1\text{cm s}^{-1}} \right)^{b_{\text{st}}} \quad (3.2)$$

beschrieben werden kann, wobei  $m$  die Masse und  $v$  die Stoßgeschwindigkeit der Agglomerate ist. Die Berechnung der Parameter  $a_{\text{st}}$  und  $b_{\text{st}}$  erfolgt an den Logarithmen der

Massen- und Stoßgeschwindigkeiten. Hierzu wurde eine Gerade ermittelt, welche die haftenden und abprallenden Stöße am besten voneinander trennt. Dafür wurden sechs verschiedene Optimierungsbedingungen genutzt. Jeder dieser Ansätze ergibt ein Potenzgesetz, welches die Grenze, bei der 50 % der Stöße zur Haftung führen, darstellt. Die Bedingungen berücksichtigten, dass die lineare bzw. die quadratische Abweichung sowie die Anzahl der Datenpunkte, welche auf der „falschen Seite“ der Kurve liegen, minimiert wird. Jede der Methoden wurde sowohl mit als auch ohne die Annahme durchgeführt, dass gleich viele Datenpunkte im falschen Bereich des Parameterraums liegen. Diese Bedingungen werden demnach als *symmetrisch* bzw. *asymmetrisch* bezeichnet. Die Ergebnisse der unterschiedlichen Berechnungen sind in Tabelle 3.2 zusammengestellt. Die mit einem Stern (\*) versehenen Methoden führten zu einer Schar von Lösungen. In diesen Fällen sind in der Tabelle die Mittelwerte der Parameter angegeben. Da der qualitative Ausgang der einzelnen Experimente unterschiedlich war (vgl. Abbildung 3.4), wurden die Parameter zum einen für alle verfügbaren Daten und zum anderen unter Ausschluss der mit monodispersen Analogmaterial durchgeführten Experimente bestimmt (Werte in Klammern). Im Rahmen der Genauigkeit dieser Methode zeigte sich jedoch kein signifikanter Unterschied im Haftverhalten der beiden Analogmaterialien.

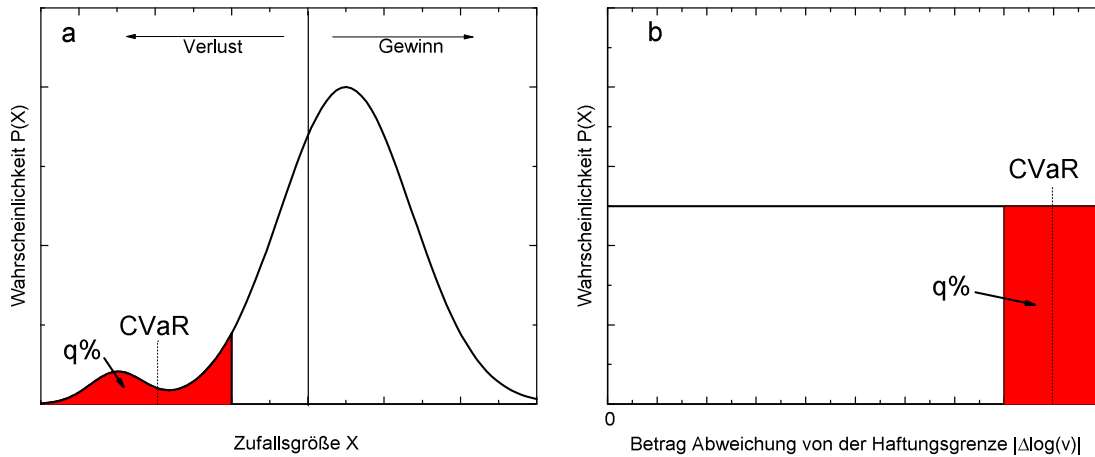
Um die Ergebnisse der unterschiedlichen Fitmethoden zu vergleichen, wurde eine unabhängige Methode verwendet, mit Hilfe derer für jeden Fit eine vergleichbare Kennzahl berechnet wurde. Der *Conditional Value at Risk (CVaR)* oder auch *Expected Shortfall* (Hull 2007) ist ein in der Finanzmathematik gebräuchliches Maß, um einen Performancevergleich von Finanzprodukten durchzuführen. Es ist möglich, dass das Produkt einen Gewinn bzw. Verlust, dargestellt durch die Zufallsgröße  $X$ , einbringt. Die Wahrscheinlichkeiten der Ergebnisse werden durch die Risikoverteilung  $P(X)$  abgeschätzt. Der *CVaR* ist definiert als der Erwartungswert der  $q$  % ungünstigsten Ergebnisse (siehe Abbildung 3.6):

$$CVaR = \int_{-\infty}^q X \cdot P(X) dX. \quad (3.3)$$

Auf diese Weise werden unwahrscheinliche, jedoch sehr ungünstige, Ereignisse besser berücksichtigt. In dem hier betrachteten Fall wurde der *CVaR* als Mittelwert der, im doppelt-logarithmischen Diagramm,  $q$  % vom Potenzgesetz am stärksten abweichenden Datenpunkte, berechnet (siehe Abbildung 3.6). Aufgrund der geringen Anzahl der Datenpunkte wurde  $q = 20$  % verwendet. Je nach verwendeter Anpassungsmethode wichen zwischen 18 und 26 der 167 Stöße von der Vorhersage durch das Potenzgesetz ab, von denen 20 % für die Berechnung des *CVaR* genutzt wurden. Da im hier betrachteten Fall die Wahrscheinlichkeit für jeden Ausreißer als gleich groß angenommen werden musste, entspricht der *CVaR* dem Mittelwert der  $q$  % stärksten Abweichungen. In der diskreten Form gilt

$$CVaR = \frac{1}{N - N_{1-q}} \sum_{j=(1-q)}^N |\Delta \log(v_j)|, \quad (3.4)$$

wobei  $N$  die Anzahl aller Datenpunkte,  $N_{1-q}$  die Anzahl der  $q$  % mit der größten Abweichung im Intervall  $[N_{1-q}, N]$  ist. Des Weiteren ist  $|\Delta \log(v_j)|$  der Betrag des Logarithmus der Abweichung der Datenpunkte auf der falschen Seite von der 50 %-Haftgrenze. Die Ergebnisse der *CVaR*-Berechnungen sind in Tabelle 3.2 aufgelistet. Die besten Resultate ergaben die Methode der kleinsten linearen und quadratischen Abweichungen unter



**Abbildung 3.6:** Veranschaulichung der Brechung des *CVaR*s. Die Kurve repräsentiert die Risikoverteilung eines fiktiven Finanzproduktes. In rot sind die ungünstigsten  $q\%$  der möglichen Gewinne und Verluste markiert. Der Erwartungswert dieser Ereignisse ist der *CVaR*. **a:** allgemeines Beispiel mit beliebiger Wahrscheinlichkeitsverteilung  $P(X)$ . **b:** Beispiel mit konstantem  $P(X)$  wie im hier betrachteten Fall.

Annahme symmetrischer Verteilung auf der falschen Seite der Haftungsgrenze liegender Datenpunkte sowie die Methode kleinster quadratischer Abweichung mit einer asymmetrischen Verteilung. Diese Ansätze lieferten beide ähnliche Ergebnisse mit Parametern von  $b_{st} \approx -4/3$  und  $a_{st} \sim 10^{-4,31}$  bis  $10^{-4,34}$ . Für die in den Abbildungen 3.5 und 3.12 verwendeten Grenzen sowie im weiteren Verlauf dieser Arbeit werden die Werte der Methode kleinster quadratischer Abweichungen mit symmetrischer Verteilung der auf der falschen Seite der Haftungsgrenze liegenden Datenpunkte ( $b_{st} = -1,35$  und  $a_{st} = 10^{-4,31}$ ) verwendet. Diese Methode hat den kleinsten *CVaR* ergeben.

Der von Weidling et al. (2012) eingeführte kontinuierliche Übergang von Haftung zu Abprallen basiert auf der Untersuchung von Stößen zwischen Agglomeraten, welche alle annähernd die gleiche Masse aufwiesen. Durch das Einbeziehen der neuen Daten konnte die Basis der Berechnung verbessert werden. Es wurde wiederum von einer logarithmischen Wahrscheinlichkeitsverteilung ausgegangen. Da die verwendeten Daten drei Größenordnungen in der Masse umfassen, wurde eine abgewandelte Methode für die Berechnung verwendet. Für jeden haftenden (1) und abprallenden Stoß (0) wurde die Abweichung der Stoßgeschwindigkeit zu der zuvor bestimmten 50 %-Haftungsgrenze berechnet und in logarithmisch äquidistanten Intervallen die Haftwahrscheinlichkeit bestimmt. Basierend auf den Haftwahrscheinlichkeiten in den einzelnen Intervallen der Größe  $0,2 \log(\text{cm s}^{-1})$  konnte die Wahrscheinlichkeitsverteilung des Übergangs berechnet werden (vgl. Abbildung 3.7):

$$P_{\text{stick}} = \tau \Delta \log \left( \frac{v}{1 \text{ cm s}^{-1}} \right) + 0,5 . \quad (3.5)$$

Hierbei ist  $P$  die Wahrscheinlichkeit zwischen 0 und 1,  $\tau$  die Steigung des Übergangs und  $\Delta \log(v/1 \text{ cm s}^{-1})$  der Logarithmus der Abweichung der gemessenen Geschwindigkeit in  $\text{cm s}^{-1}$  von der 50 %-Haftungsgrenze. Abbildung 3.7 zeigt am Beispiel der Methode kleinster linearer Abweichungen mit symmetrischer Verteilung der auf der falschen Seite der Haftungsgrenze liegenden Datenpunkte die Berechnung der Breite des Übergangsbereichs ( $\tau = -0,73$ ). Die Abweichung der Geschwindigkeiten der einzelnen Stöße von

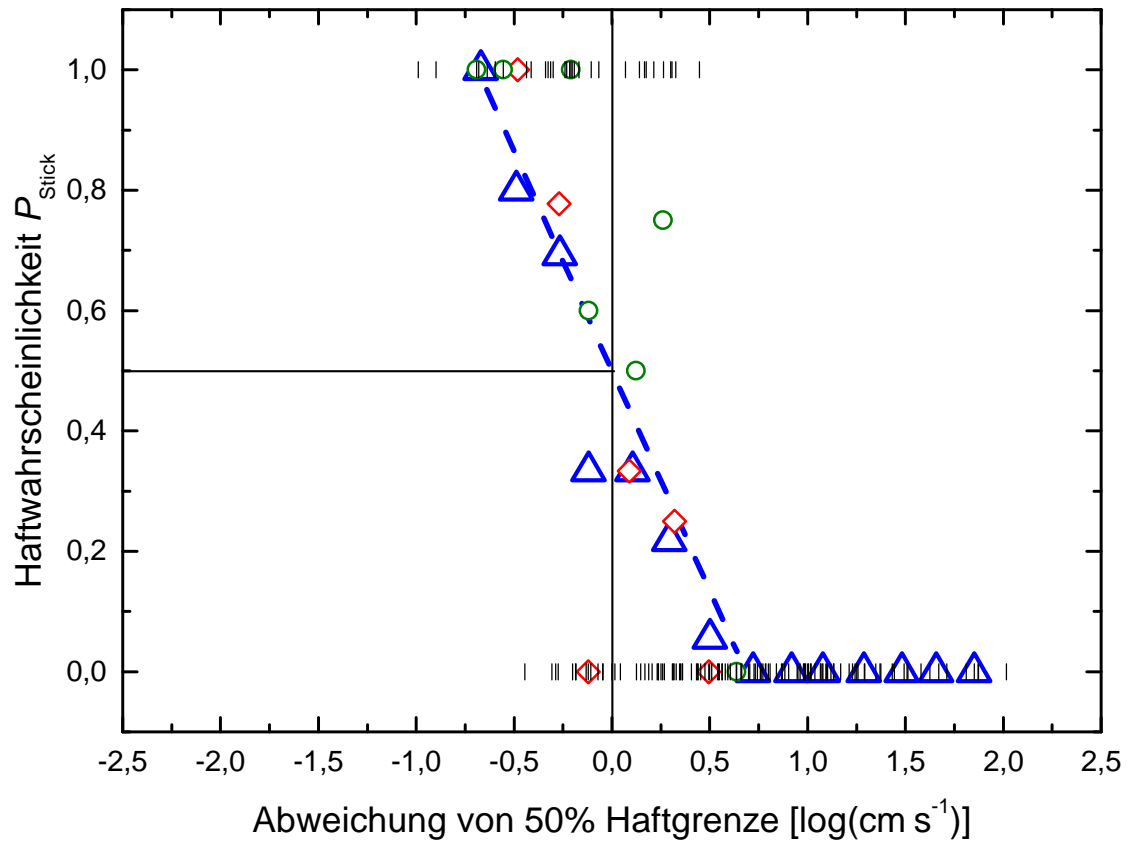
**Tabelle 3.2:** Ergebnisse der sechs unterschiedlichen Ansätze zur Berechnung des Übergangs zwischen haftenden und abprallenden Stößen für mono- und polydisperse Staubproben. Die eingeklammerten Werte wurden nur unter Verwendung der in dieser Arbeit untersuchten Stöße mit polydispersem Analogmaterial und den Daten aus Weidling et al. (2012) berechnet. Mit einem (\*) versehende Methoden ergaben eine Schar von Lösungen. In diesen Fällen werden die Mittelwerte der Parameter angegeben.

Anpassungs- methode	Exponent $b_{st}$	Konstante $a_{st}$	Übergangs- breite $\tau$	CVaR [log(cm s <sup>-1</sup> )]
Asymmetrische Anzahl falscher Datenpunkte				
Kleinste quadr. Abweichung	-1,34 (-1,13)	$10^{-4,34}$ ( $10^{-4,79}$ )	-0,72 (-0,44)	0,41 (0,86)
Kleinste lineare Abweichung	-1,36 (-1,13)	$10^{-4,42}$ ( $10^{-4,79}$ )	-0,78 (-0,45)	0,46 (0,88)
Geringste Anzahl falscher Datenpunkte *	-0,94 (-0,93)	$10^{-4,87}$ ( $10^{-4,88}$ )	-0,40 (-0,38)	1,12 (1,15)
Symmetrische Anzahl falscher Datenpunkte				
<b>Kleinste quadr. Abweichung *</b>	-1,35 (-1,48)	$10^{-4,31}$ ( $10^{-4,33}$ )	-0,71 (-0,71)	0,39 (0,41)
Kleinste lineare Abweichung*	-1,37 (-1,47)	$10^{-4,31}$ ( $10^{-4,16}$ )	-0,73 (-0,69)	0,39 (0,45)
Geringste Anzahl falscher Datenpunkte *	-1,30 (0,91)	$10^{-4,46}$ ( $10^{-4,30}$ )	-0,80 (-0,43)	0,51 (0,72)
Werte aus Weidling et al. (2012)				
	-3,6	$10^{-7,76}$	-0,34	1,70 (1,72)

der 50 %-Haftgrenze ist in Form von Strichen bei 0 (Abprallen) und 1 (Haften) eingetragen. Die Haftwahrscheinlichkeiten innerhalb der Intervalle sind für alle Stöße (blaue Dreiecke) bzw. für die Daten aus Weidling et al. (2012) sowohl in Verbindung mit den Experimente mit monodispersen (grüne Punkte) als auch mit polydispersen (rote Rauten) Analogmaterial dargestellt. In Anbetracht der verfügbaren Datenpunkte stimmen die Werte gut überein, wobei sich andeutet, dass Agglomerate aus monodispersen Material bei geringfügig höheren Geschwindigkeiten haften.

### 3.5.3 Die Struktur großer Staubagglomerat-Cluster

Bereits der qualitative Vergleich der Experimente hat gezeigt, dass sich die Teilchenensembles sehr unterschiedlich entwickelt haben. Am Ende der Experimente 3 und 4 waren die meisten Agglomerate in große Cluster integriert, von denen einige schon zu Beginn des Experimentes vorhanden gewesen sind. In Experiment 3 war es möglich, die Entstehung einer ausgedehnten und fraktalen Struktur aus einzelnen Agglomeraten und kleinen Clustern zu beobachten (Abbildung 3.8). Die Größe des Clusters betrug entlang der längsten Achse 7 mm. Die Entstehung ähnlicher Agglomerate wurde ebenfalls in anderen Fallturmxperimenten beobachtet (Brisset 2014). Diese Cluster wiesen zudem Ähnlichkeit mit fraktalen Strukturen aus einzelnen Staubkörnern auf, wie sie auch in den Frühphasen der Planetenentstehung durch Haftung einzelner Staubkörner entstehen und in Experimenten beobachtet wurden (vgl. Kapitel 1). Die Bestimmung der fraktalen Dimension  $D_f$  kann mittels der so genannten *Box-Counting-Methode* erfolgen (Falconer 1990). Dies ist

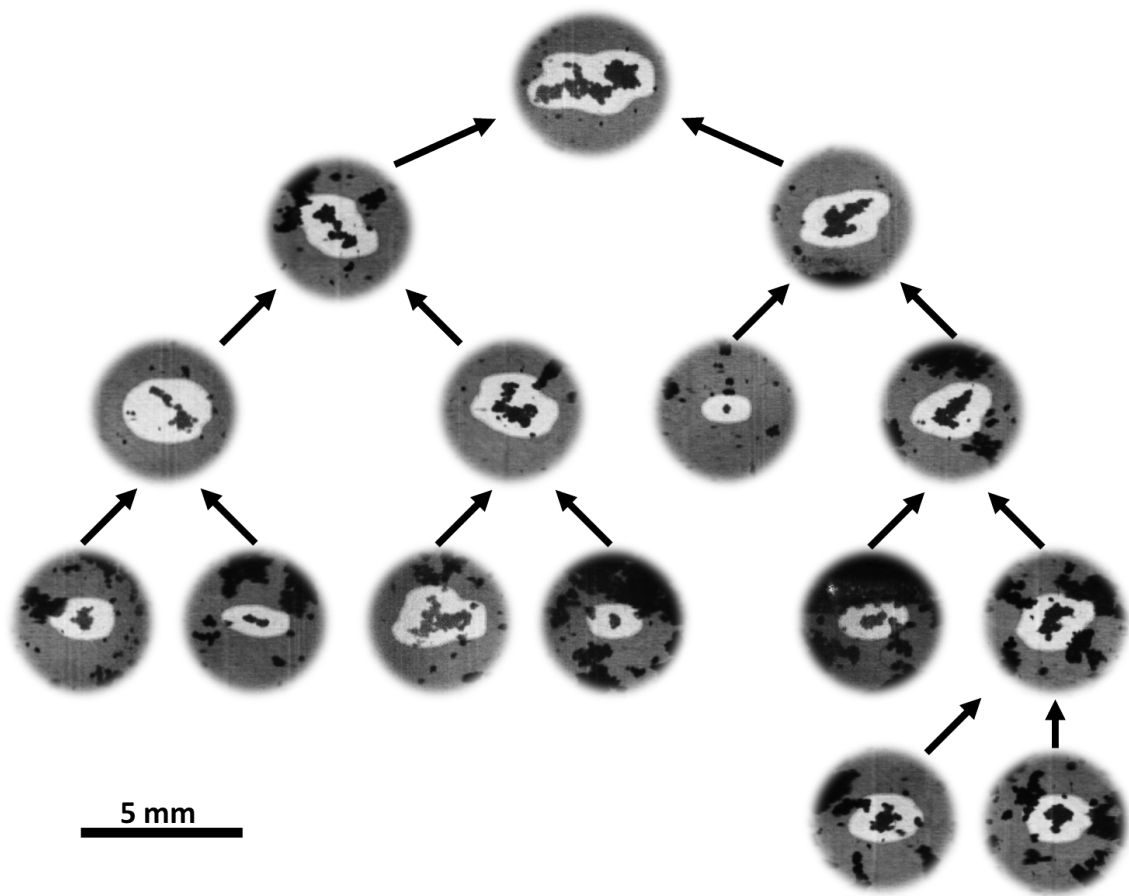


**Abbildung 3.7:** Berechnung der Haftwahrscheinlichkeit im Übergangsbereich basierend auf den Daten dieser Arbeit und Weidling et al. (2012). Die Abszissenachse zeigt den Logarithmus der Abweichung der Stoßgeschwindigkeit vom dem am besten passenden Potenzgesetz für die 50 %/50 %-Haft/Abprallgrenze. Dargestellt sind die Ergebnisse der einzelnen Stöße (schwarze Striche) und der Haftwahrscheinlichkeiten in logarithmisch äquidistanten Geschwindigkeitsintervallen für beide Materialien (blaue Dreiecke) sowie unter Berücksichtigung (grüne Punkte) und Vernachlässigung (rote Rauten) der Stöße von Agglomeraten aus dem monodispersen Analogmaterial. Zur Beschreibung des Übergangs wurde die lineare Gleichung 3.5 verwendet. Die Position der 50 %-Grenze ist durch Gleichung 3.2 und Tabelle 3.2 festgelegt (Abbildung nach Kothe et al. (2013)).

möglich, sofern die fraktale Dimension  $D_f \leq 2$  ist, da in diesem Fall der in der Projektion gemessene Wert vergleichbar mit dem wirklichen Wert für das Objekt in drei Dimensionen ist (Nelson et al. 1990). Aufgrund der endlichen Größe der kleinsten Agglomerate, aus denen sich das hier untersuchte fraktalartige Agglomerat zusammensetzte, stellt der bestimmte Wert nur eine Abschätzung dar.

Die Bestimmung der fraktalen Dimension mittels der *Box-Counting-Methode* erfolgte, indem um das Bild des Agglomerats eine zweidimensionale Box mit der Kantenlänge  $l$  gezogen wird. Diese Box war wiederum in  $\xi^2$  Unterzellen der Länge  $l/\xi$  unterteilt. Die Anzahl der Unterzellen wurde schrittweise erhöht, wobei  $l/\xi$  mindestens in der Größenordnung der kleinsten Bestandteile des Fraktals sein muss, in diesem Fall  $150\mu\text{m}$  (siehe Abbildung 3.9 a–c). In jedem Berechnungsschritt wurde die Zahl  $N_B$  der Boxen, welche einen Teil des Fraktals überdecken, gezählt. Die fraktale Dimension lässt sich aus der Relation

$$N_B(\xi) = \xi^{-D_f} \quad (3.6)$$

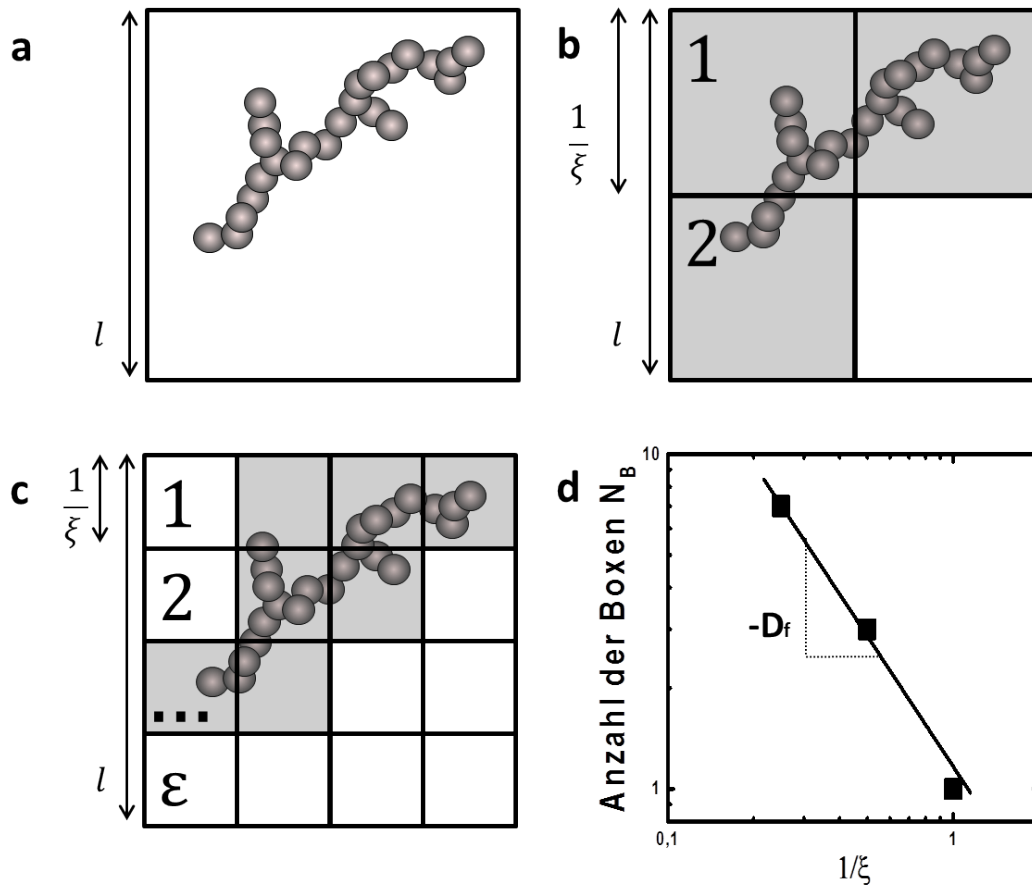


**Abbildung 3.8:** Darstellung einer Sequenz von haftenden Stößen zwischen aus einzelnen Agglomeraten bestehenden Clustern, welche in Experiment 3 zur Entstehung eines fraktalen Clusters führte. Die Stoßgeschwindigkeiten lagen zwischen  $1,6 \text{ cm s}^{-1}$  und  $5,9 \text{ cm s}^{-1}$ . (Ein Video des Wachstumsprozesses ist im Onlinematerial von Kothe et al. (2013) zu finden, Abbildung nach Kothe et al. (2013)).

oder der Steigung der linearen Funktion  $\log(N_B)/\log(1/\xi)$  bestimmen (Abbildung 3.9 d).

Für die *Box-Counting-Methode* wurden, anders als im vorherigem Abschnitt, beide um  $30^\circ$  versetzten Aufnahmen verwendet. Aufgrund der Rotation des Agglomerates ergaben sich Projektionen aus beinahe allen Richtungen. Die verschiedenen Perspektiven ermöglichten es, den Fehler der Methode abzuschätzen, welcher durch die verschiedenen Projektionen hervorgerufen wurde. Hierzu wurden die mittleren Werte für die fraktalen Dimensionen in beiden Bildern über die gesamte Sequenz sowie die Standardabweichungen der einzelnen Werte bestimmt. Für das rechte Bild beträgt der Wert  $D_{f,R}^* = 1,58 \pm 0,03$  (mehr „Seitenansichten“) und für das linke Bild  $D_{f,L}^* = 1,71 \pm 0,02$  (mehr „Frontalansichten“). Der Mittelwert unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Anzahl der untersuchten Bilder in beiden Projektionen ist  $D_f^* = 1,63 \pm 0,07$ . In Abbildung 3.10 ist deutlich zu sehen, dass sich die Perspektive, aus welcher das Agglomerat-Cluster beobachtet wurde, auf die gemessene fraktale Dimension auswirkt.

Darüber hinaus muss der Einfluss der zweidimensionalen Projektion ebenfalls berücksichtigt werden. Dieser hängt von der Beobachtungsskala  $\eta$  ab (Nelson et al. 1990).  $\eta$  entspricht dem Größenverhältnis zwischen den gesiebten Agglomeraten und der finalen Größe des Clusters. Die „wirkliche“, theoretisch in drei Dimensionen bestimmte, fraktale



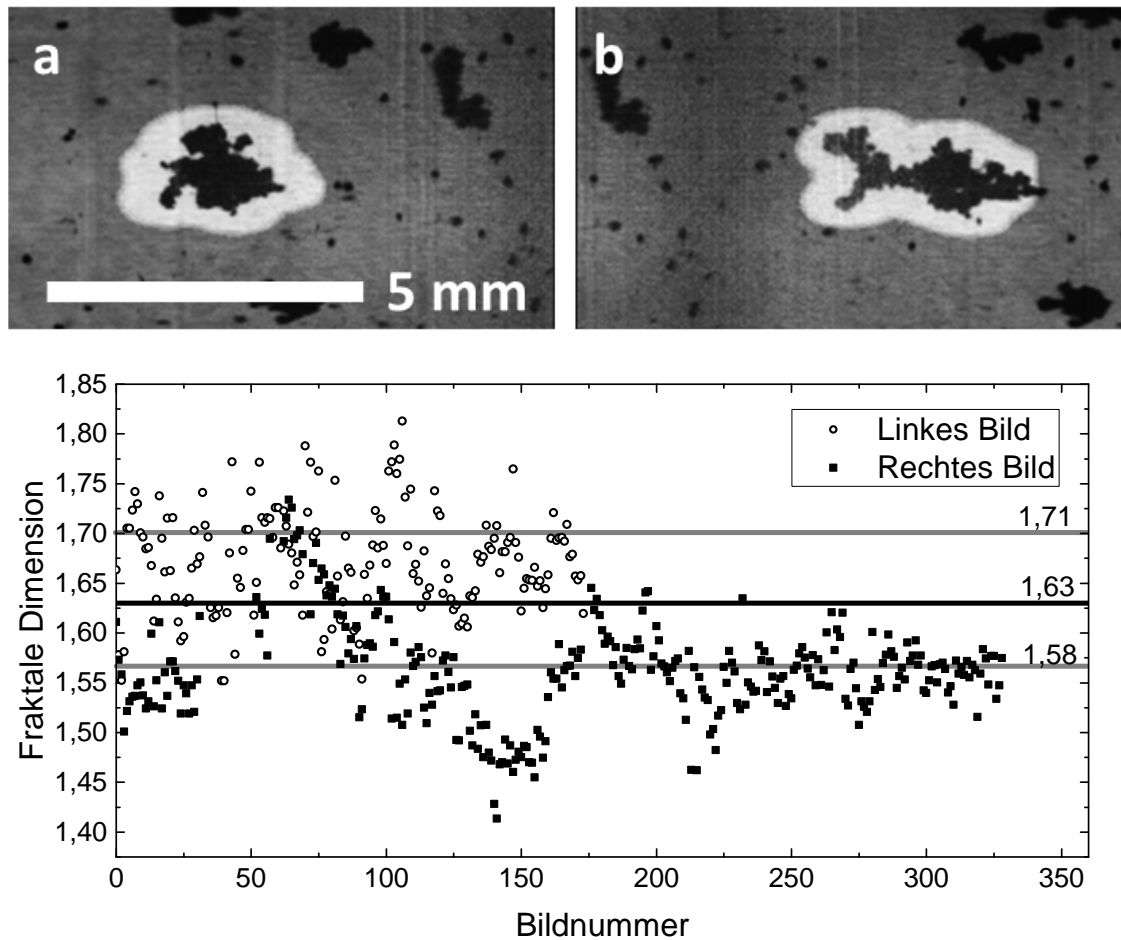
**Abbildung 3.9:** Veranschaulichung der *Box-Counting-Methode*. **a–c:** Zunehmende Unterteilung der ursprünglichen Box in  $\xi^2$  Unterzellen. **d:** Beispiel für die Berechnung der fraktalen Dimensionen aus der Steigung der Geraden  $\log(N_B)/\log(1/\xi)$ .

Dimension  $D_f$  ist mit der gemessenen Dimension  $D_f^*$  gemäß

$$D_f^*(\eta) = D_f - \left( \frac{\eta \cdot \sqrt{\Gamma\left(\frac{D_f+2}{2,5}\right)}}{\sqrt{\Gamma\left(\frac{D_f}{2,5}\right)}} \right)^{2-D_f} \cdot \frac{\Gamma\left(\frac{D_f+2}{2,5} + 1\right) \cdot \Gamma(2 - D_f)}{2^{-D_f} \left(\Gamma\left(1 - \frac{1}{2}D_f\right)\right)^2} \quad (3.7)$$

verknüpft, wobei  $\Gamma$  die Gammafunktion ist. Der Einfluss des Fehlers für verschiedene Werte wird in Abbildung 3.11 verdeutlicht. Für  $D_f \approx 2$  ist der durch die Projektion entstehende Fehler zu vernachlässigen, kann jedoch für fraktale Dimensionen von  $D_f \approx 1,6$  in die Größenordnung von  $\Delta D_f \approx 0,1$  kommen. Unter der Annahme, dass im hier betrachteten Fall die kleinsten Agglomerate eine Größe von 5 px und das gesamte Fraktal im beobachteten Zeitraum eine Ausdehnung von ca. 100 px haben, beträgt  $\eta \approx 0,05$ . Somit entspricht der in der Projektion gemessene Wert von  $D_f^* = 1,63$  einem „wirklichen“ Wert von  $D_f \approx 1,73$ .

Auf die anderen, in den Experimenten 3 und 4 beobachteten, kompakteren Cluster ließ sich die *Box-Counting-Methode* nicht anwenden, da ihr Wert sehr nahe an  $D_f \approx 2$  lag. Die am Rand der Projektion befindlichen Agglomerate sorgten dafür, dass die fraktale Dimension niedriger erschienen, als sie tatsächlich ist. Den nicht fraktalen Clustern

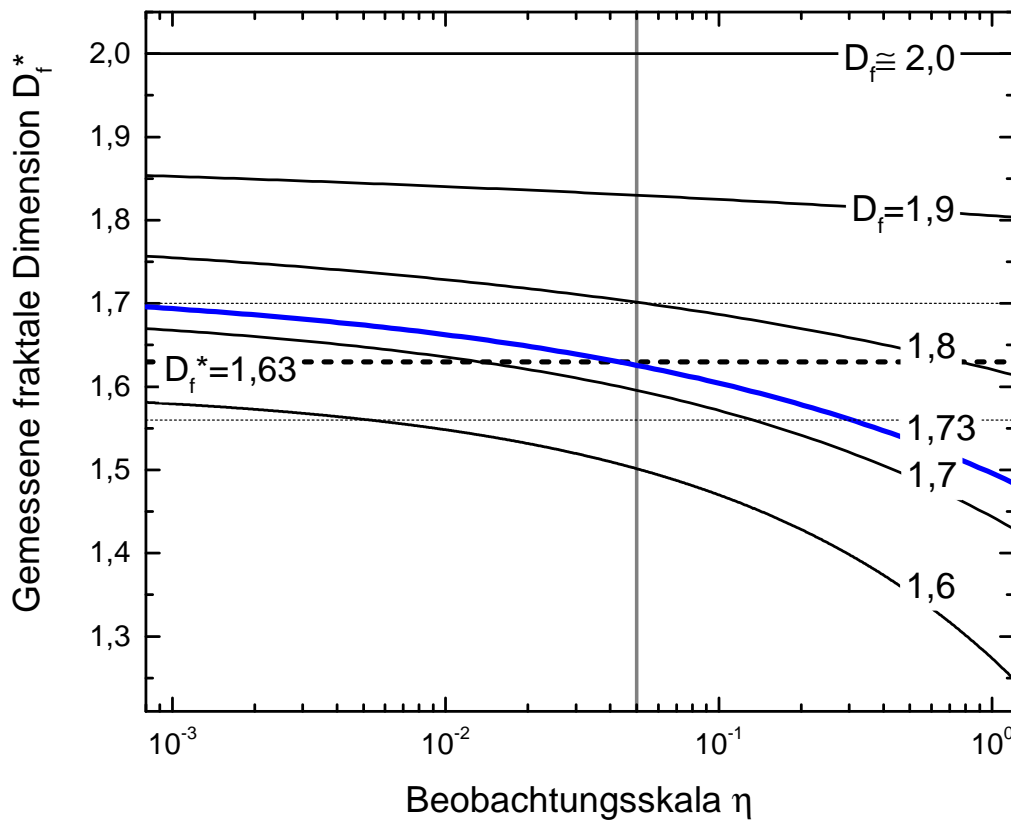


**Abbildung 3.10:** **a:** Veranschaulichung des Effektes der unterschiedlichen Blickwinkel auf das Agglomerat. Die fraktale Natur des Clusters ist nur im rechten Halbbild zu erkennen. **b:** In den unterschiedlichen Bildern gemessene fraktale Dimension des Staubagglomerat-Clusters. Gezeigt werden zudem die Mittelwerte für die rechte und linke Seite des Kamerabildes sowie für beide Halbbilder.

wurden durch die Methode typischerweise Werte von  $D_f = 1,63$  oder  $D_f = 1,82$  mit einer berechneten Unsicherheit von  $\Delta D_f = 0,08$ , zugeordnet, was nicht der Beobachtung entspricht.

Die geringe fraktale Dimension des hier untersuchten Agglomerates ist vergleichbar mit den aus Experimenten und Simulationen bekannten fraktalen Agglomeraten, welche durch direktes Haften von einzelnen Staubpartikeln entstehen. Der geringe Wert ist außerdem ein Indiz dafür, dass der Übergang zwischen haftenden und abprallenden Stößen erst bei deutlich größeren Geschwindigkeiten stattfindet als bei den in den hier besprochenen Experimenten beobachteten. Andernfalls wäre bei den Stößen eine Restrukturierung der Agglomerate zu erkennen gewesen. Dies ist ebenfalls konsistent mit den Ergebnissen der im nächsten Abschnitt untersuchten Stöße zwischen Clustern, welche bei Geschwindigkeiten haften, bei denen kompakte Agglomerate gleicher Masse bereits voneinander abprallen würden.





**Abbildung 3.11:** Korrektur der in der Projektion gemessenen fraktalen Dimension  $D_f^*$  nach Nelson et al. (1990). Die tatsächliche Dimension  $D_f$  ergibt sich aus der impliziten Gleichung 3.7, welche durch den Punkt  $(\eta|D_f^*)$  der jeweiligen Messung verläuft. Im untersuchten Fall wurde  $D_f^* = 1,63 \pm 0,07$  bei  $\eta = 0,05$  gemessen, womit sich  $D_f \approx 1,73$  ergibt.

### 3.5.4 Haftung und Abprallen von Stößen zwischen Clustern aus Agglomeraten

Bisherige Stoßmodelle beschreiben die Stoßphysik von porösen und runden Agglomeraten. Hierbei handelt es sich um eine notwendige Vereinfachung, da Experimente mit komplexeren Strukturen in der Regel nur schwer möglich sind. Es ist jedoch davon auszugehen, dass die Morphologie von Staubagglomeraten in protoplanetaren Scheiben vielfältiger ist. Daher sind sowohl Stöße, die zur Entstehung fraktalartiger Cluster geführt haben, als auch Stöße zwischen ähnlich hoch porösen Clustern von großem Interesse.

Die für die Analyse der in den Experimenten 3 und 4 beobachteten Stöße notwendige Bestimmung der Clustermassen und -geschwindigkeiten war in diesem Fall komplizierter als für einzelne Agglomerate. Die Massenbestimmung des fraktalen Clusters erfolgte anhand der in Abbildung 3.8 zu sehenden kleinsten noch zu beobachtenden Agglomerate. Jedes dieser kleinen Cluster wurde durch mehrere Ellipsoide, welche einzelne gesiebte Agglomerate darstellen, modelliert und zur Berechnung der Masse verwendet. Die Massen anderer Cluster, deren Entstehung nicht zu verfolgen war, werden anhand der gemessenen Fläche durch Gleichung 3.1 bestimmt. Aufgrund der eher losen Struktur der Cluster führte dieser Ansatz zu einer Überschätzung der Masse. Es ist jedoch davon auszugehen, dass diese Abschätzung immer noch in der richtigen Größenordnung liegt,

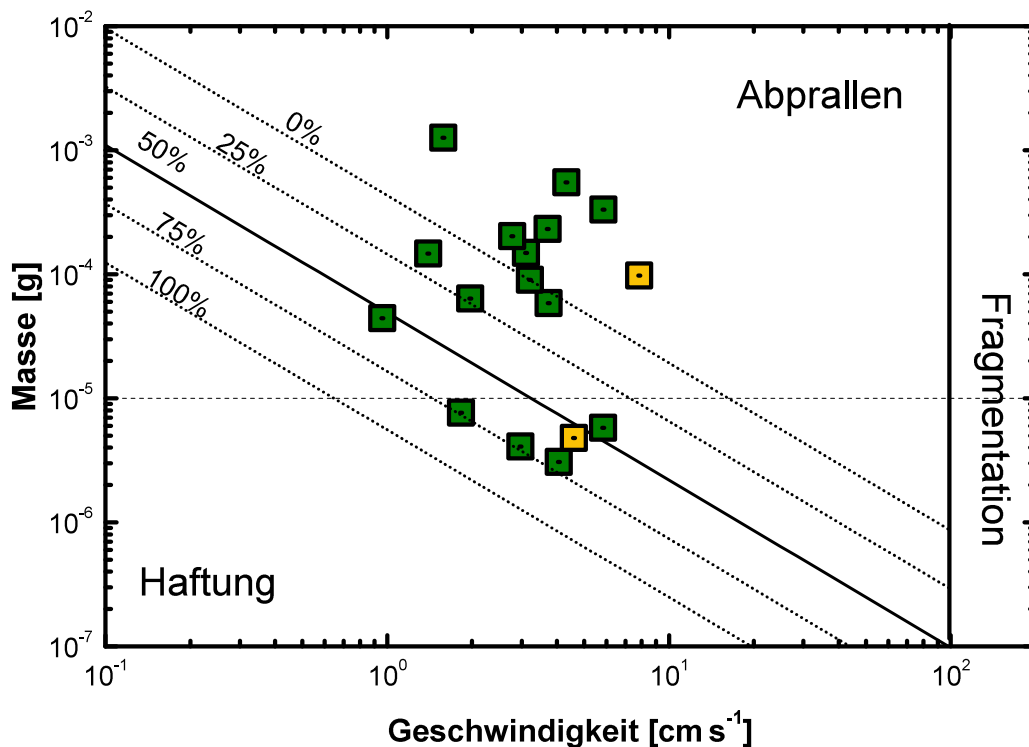
da das Agglomerat ansonsten mehr Lücken in seiner Struktur aufweisen würde. Bei der Bestimmung der Stoßgeschwindigkeit war es nicht möglich, die deutlich sichtbare Rotation mit einzubeziehen. Daher handelt es sich bei den angegebenen Geschwindigkeiten um die Stoßgeschwindigkeit der Schwerpunkte.

Die analysierten Stöße sind in Abbildung 3.12 in das überarbeitete Modell eingetragen. Die aufgetragenen Massen entsprechen der Masse des kleineren Stoßpartners. Untersucht wurden Stöße von Clustern mit Massen zwischen  $4,4 \cdot 10^{-5}$  g und  $1,3 \cdot 10^{-3}$  g sowie fünf Stöße zwischen einzelnen Agglomeraten und Clustern, welche durch die Datenpunkte bei Massen unterhalb von  $10^{-5}$  g repräsentiert werden.

Der Vergleich mit dem empirischen Modell zeigt, dass – im Gegensatz zu kompakten Agglomeraten – Cluster aus Agglomeraten bei höheren Stoßgeschwindigkeiten aneinander haften. Auch wenn die meisten Kollisionen in einem Bereich des Parameterraumes beobachtet wurden, in dem weniger als 50 % der Stöße zwischen einzelnen Agglomeraten zu Haftung führen, war es nicht möglich, einen ähnlichen Übergang für Cluster zu beobachten. Dies deckt sich mit der in Abschnitt 3.5.3 gezogenen Schlussfolgerung, dass die Entstehung des fraktalen Clusters bei Geschwindigkeiten deutlich unterhalb des Übergangs zu abprallenden oder fragmentierenden Stößen stattgefunden haben muss. Der Grund dafür, dass Cluster noch bei relativ hohen Geschwindigkeiten aneinander haften, liegt darin, dass durch ihre lose Struktur die kinetische Energie des Stoßes einfacher durch Restrukturierung dissipiert werden kann, als dies bei kompakten Agglomeraten möglich ist. Die Restrukturierung kann jedoch so klein sein, dass sie, wie in den hier diskutierten Experimenten, nicht zu beobachten war.

## 3.6 Diskussion

Die in diesem Kapitel beschriebenen Experimente haben zu einer Überarbeitung des Übergangs zwischen Haftung und Abprallen im Stoßmodell geführt. Das neu gefundene Potenzgesetz, welches das Gleichgewicht zwischen Haftung und Abprallen darstellt, ist weniger steil ( $b \approx -4/3$ ) als das auf der Arbeit von Thornton und Ning (1998) basierende Modell von Weidling et al. (2012) ( $b \approx -18/5$ ). In dieser Abweichung zeigen sich die Grenzen der Beschreibung von Stoßprozessen poröser Körper durch Theorien für homogene Körper. Weidling et al. (2012) haben angenommen, dass sich, analog zur Hertzschen Deformation fester Kugeln, eine Kontaktfläche ausbildet, welche um den Volumenfüllfaktor korrigiert wurde. Dies würde nur zu Kontakt zwischen wenigen Staubkörnern führen, ähnlich der direkten Haftung (S1) im Modell von Güttler et al. (2010). Es ist jedoch davon auszugehen, dass die Deformation an der Kontaktstelle stärker ausfällt und es zu einer größeren Kontaktfläche kommt, welche eher dem Wachstum durch Oberflächeneffekte (S2) entspräche. Im Rahmen dieser Überlegung soll angemerkt werden, dass Experimente über die Haftung von Agglomeraten, welche schwerer als die von Weidling et al. (2012) untersuchten ( $10^{-3}$  g) Proben sind, von Interesse sind. Diese würden zeigen, ob die hier korrigierte Grenze zwischen Wachstum und Abprallen auch für größere Agglomerate Anwendung findet. Die hierfür notwendigen Experimente müssten bei Geschwindigkeiten von wenigen Millimetern pro Sekunde durchgeführt werden. Diese sind jedoch experimentell schwer zu erzeugen.



**Abbildung 3.12:** Ergebnisse der Stöße zwischen Agglomerat-Clustern. Die angegebenen Massen sind die des kleineren Stoßpartners. Im Falle der fünf Datenpunkte unter  $10^{-5}$  g wurden Einschläge einzelner, kompakter submillimetergroßen Agglomerate in den Clustern untersucht. Die diagonalen Linien entsprechen denen in Abbildung 3.5 und repräsentieren den Übergang zwischen perfektem Haften und Abprallen einzelner Agglomerate (Abbildung nach Kothe et al. (2013)).

Zusätzlich zum Verlauf der Haftgrenze wurde die Breite des Übergangsbereich zwischen den beiden Stoßregimen anhand der größeren Anzahl zu Verfügung stehender Daten neu berechnet. Es zeigte sich, dass dieser Bereich deutlich schmäler ist als zuvor angenommen.

Der Einfluss dieser Ergebnisse auf unser Bild vom Wachstum der ersten Körper in jungen Sternensystemen ist schwer abzusehen. Hierzu müssen weitere Simulationen durchgeführt werden, um zu beurteilen, inwieweit ein kleinerer Bereich des Parameterraums, in welchem Abprallen möglich ist, das Wachstum von Staubagglomeraten fördert. Windmark et al. (2012a) haben in ihren Simulationen festgestellt, dass ein Bereich, in welchem Stöße zu einem Abprallen führen, das Wachstum größerer Körper begünstigen kann. Auf der anderen Seite ergeben sich durch die hier durchgeführten Modifikationen auch neue „Wachstumspfade“, welche in Kapitel 6 diskutiert werden.

Eine Einschränkung des hier entwickelten Stoßmodells stellt die Porosität der verwendeten Agglomerate dar. Die hier beschriebenen Experimente wurden mit Agglomeraten eines Füllfaktors von  $\phi \approx 0,37$  durchgeführt.

An dieser Stelle soll noch einmal auf die Diskussion in Abschnitt 2.4 verwiesen werden. Die hier untersuchten Stöße haben zu einem großen Teil zum Abprallen der Agglomerate geführt, ohne dass im Rahmen der zu Verfügung stehenden Auflösung eine Beschädigung oder Kompaktierung zu beobachten war. Dies steht in Übereinstimmung mit den Experimenten von Heißelmann et al. (2007) und Weidling et al. (2012). Die com-

putertomographische Untersuchung der verwendeten Proben hat ergeben, dass nur eine geringe Verdichtung an der Oberfläche der Agglomerate bestand. Eine dadurch bedingte, mechanische Blockierung der Monomere war von Wada et al. (2011) als Erklärung für abprallende Stöße bei einer kritischen Koordinationszahl von  $n_c > 6$  angegeben worden. Die in Abschnitt 2.4 vorgestellten Zusammenhänge zwischen dem – für die hier benutzten Staubagglomerate – bekannten Volumenfüllfaktor und der Koordinationszahl legen jedoch nahe, dass der kritische Wert nicht erreicht wird. Dies bedeutet jedoch nicht, dass die Porosität nicht die Ursache für abprallende Stöße ist. Die kürzlich von Landeck (2016) durchgeführten Experimente deuten darauf hin, dass eine geringfügige Verdichtung poröser Agglomerate mit  $\phi = 0,15$  durch Zerschneiden dazu führen kann, dass diese voneinander abprallen, wohingegen nicht präparierte Oberflächen aneinander haften. Genauere Ergebnisse stehen jedoch noch aus.

In den letzten Jahren haben numerische Simulationen von Suyama et al. (2008), Zsom et al. (2011) und Okuzumi et al. (2012) gezeigt, dass gerade in der frühen Agglomerationsphase der Füllfaktor sehr niedrig sein kann (bis zu  $\phi \approx 10^{-3}$ ). Nach Zsom et al. (2011) gilt dies auch für Teilchen mit einer Masse von  $m = 10^{-6}$  g, was den in dieser Arbeit verwendeten Agglomeratmassen entspricht. Allerdings haben Simulationen auch gezeigt, dass die Agglomerate innerhalb weniger Jahrhunderte auf Werte verdichtet werden können, welche denen der hier verwendeten Proben entsprechen. Es muss jedoch erwähnt werden, dass die Berechnung der Verdichtung auf dem in Güttler et al. (2010) vorgestellten Kompaktierungsmodell basiert. Dieses wurde nur für Füllfaktoren  $\phi \gtrsim 0,1$  kalibriert. Sollte dieses Modell nicht anwendbar sein, ist es möglich, dass protoplanetare Staubagglomerate über einen langen Zeitraum eine sehr hohe Porosität oder einen fraktalen Charakter gehabt haben (siehe Abschnitt 2.1). Die Entstehung fraktaler Agglomerate aus einzelnen Monomeren wurde in früheren Experimenten beobachtet (Wurm und Blum 1998, Blum et al. 2002). Allerdings wurde die Kompaktierung gleich großer, hoch porösen Agglomerate bisher nicht in freien Stößen untersucht. Auch die in diesem Kapitel beschriebenen Stöße zwischen offenen bzw. fraktalähnlichen Clustern haben keine Kompaktierung gezeigt. Dies bekräftigt die Vorstellung davon, dass kleine, hoch poröse Agglomerate eine Vielzahl von Stößen überstehen können und somit in der protoplanetaren Scheibe länger überdauern haben, als dies von Wachstumssimulationen bisher angenommen wurde. Daher sollte in Hinblick auf die beobachteten abprallenden Stöße bedacht werden, dass das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Modell nur in den späteren Phasen der Planetenentstehung – nachdem eine erste Kompaktierung stattgefunden hat – angewendet werden kann. Die Frage, wie diese Phase erreicht wird, kann im Rahmen dieser Arbeit jedoch nicht beantwortet werden. In Kapitel 4 wird allerdings gezeigt, dass Stöße zwischen zentimetergroßen, kompakten Agglomeraten kleine Fragmente erzeugen, welche denen für das Fallturmexperiment verwendeten submillimetergroßen Partikeln ähneln. Das in diesem Kapitel überarbeitete Modell sagt voraus, dass diese Agglomerate besser haften als zuvor angenommen, was somit das erneute Wachstum größerer Körper begünstigt. Zudem haben die Stöße zwischen Clustern gezeigt, dass die bisherige Annahme vieler Simulationen, die Stoßpartner seien poröse und homogene Kugeln, Grenzen hat. Offene Strukturen können Energie sehr viel effektiver dissipieren und – im Vergleich zu kompakten Agglomeraten gleicher Massen – demnach bei höheren Stoßgeschwindigkeiten haften. Dies ermöglicht Wege für die Entstehung größerer Agglomerate, welche in weiteren Experimenten untersucht werden sollten.

## 4 Abrasion in abprallenden Stößen zentimetergroßer Staubagglomerate

Abprallende Stöße haben einen maßgeblichen Einfluss auf die Entwicklung von Staubagglomeraten. Die eingangs vorgestellten Simulationen von Zsom et al. (2010) haben gezeigt, dass diese Stöße das Wachstum von protoplanetaren Körpern bei Größen von wenigen Zentimetern zum Stillstand bringen können. Das in diesem Kapitel vorgestellte Experiment hat zum Ziel, das Verhalten abprallender Stöße von Staubagglomeraten dieser Größe zu untersuchen. Dabei liegt der Schwerpunkt der Analyse auf den folgenden drei Effekten:

1. Bisherige Stoßmodelle (z. B. Güttler et al. 2010, Windmark et al. 2012a) gingen davon aus, dass oberhalb einer maximalen Haftgeschwindigkeit und unterhalb einer minimalen, mitunter masseabhängigen Fragmentationsgeschwindigkeit Staubagglomerate voneinander abprallen. Diese Stöße sind in Hinblick auf das Wachstum neutral, haben jedoch eine Kompaktierung der Stoßpartner zur Folge (Weidling et al. 2009, Güttler et al. 2010). Unter experimentellen Bedingungen ist allerdings bei jedem abprallenden Stoß ein geringer Massenverlust möglich, welcher in vorangegangenen Experimenten entweder vernachlässigt wurde oder nicht beobachtet werden konnte (Heißelmann et al. 2007, Weidling et al. 2012, Kothe et al. 2013). Im Rahmen dieser Arbeit soll der Einfluss dieses Effektes näher untersucht werden.
2. Neben dem kleinen Massenverlust existiert für abprallende Stöße nach Weidling et al. (2009) eine geringe Fragmentationswahrscheinlichkeit von  $10^{-4}$ . Dieser Wert soll mit den Ergebnissen der vorliegenden Arbeit verglichen werden.
3. Bei der Untersuchung von abprallenden Stößen ist die Menge der dissipierten Energie ebenfalls von Interesse. Diese kann durch den Restitutionskoeffizienten beschrieben werden. In diesem Kapitel wird die Geschwindigkeits- und Massenabhängigkeit dieser Größe analysiert und mit den Ergebnissen anderer Arbeiten verglichen.

Um diese Effekte zu untersuchen, müssen die Experimente bei Geschwindigkeiten durchgeführt werden, bei denen Stöße zum Abprallen führen. Güttler et al. (2010) gingen für die Fragmentationsgrenzgeschwindigkeit von einem massenunabhängigen Wert von  $1 \text{ m s}^{-1}$  aus. Weitere Experimente haben jedoch gezeigt, dass diese Geschwindigkeit, je nach Masse der Agglomerate, niedriger sein kann. Beitz et al. (2011) haben das Einsetzen der Fragmentation für 2 cm-große, gepresste Staubagglomerate bei einer Geschwindigkeiten von

$18 \text{ cm s}^{-1}$  berechnet (siehe Kapitel 5). Aus diesem Grund wurde das hier vorstellte Experiment mit 1 cm-großen Staubkugeln bei vergleichbaren Geschwindigkeiten durchgeführt. Dies ist im Labor allerdings nur schwer möglich, sodass die Experimente unter Schwerelosigkeit durchgeführt werden müssen. Da zudem die Entwicklung der Agglomerate über eine Vielzahl von Stößen untersucht werden soll, ist eine längere Experimentzeit nötig, als sie in vorangegangenen Fallturmexperimenten zur Verfügung stand. Aus diesem Grund wurden die Versuche im Rahmen einer Parabelflugkampagne der ESA (European Space Agency) durchgeführt.

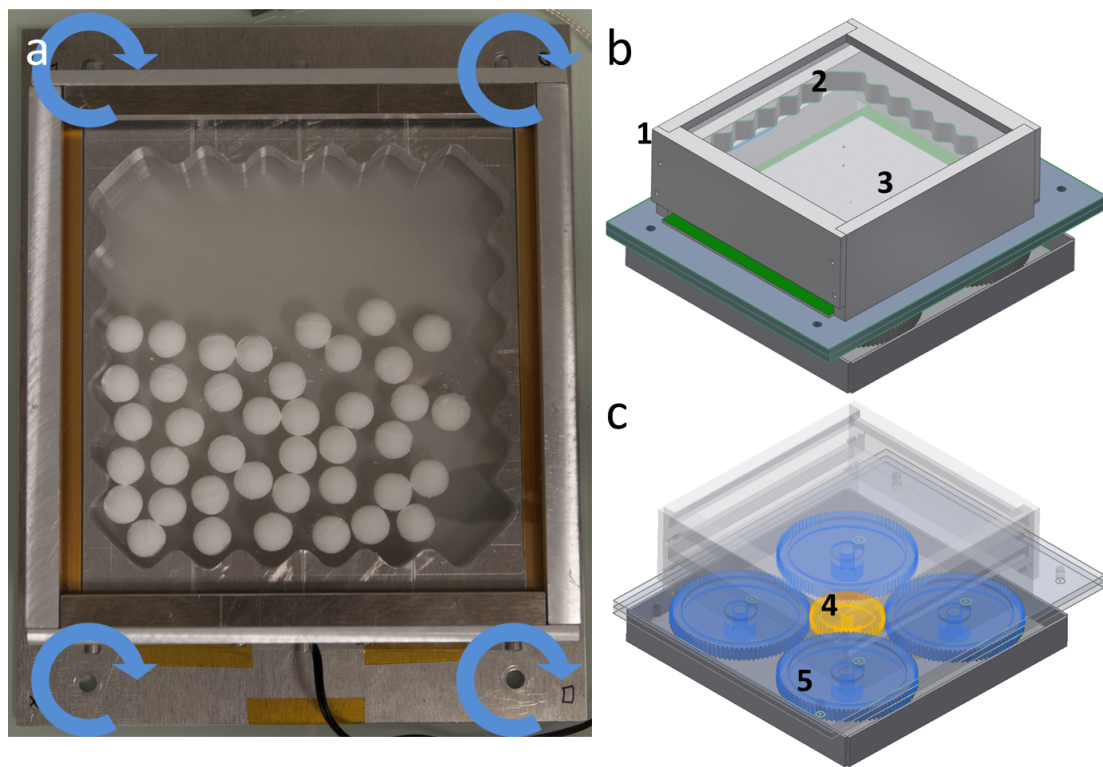
Der Versuchsaufbau stellt eine Weiterentwicklung des in Kapitel 3 vorgestellten Experiments dar. Im folgenden Abschnitt 4.1 werden die Spezifikationen des Experimentes vorgestellt. Die verwendeten Proben werden in Abschnitt 4.2 erläutert. Die Experimente wurden mit verschiedenen Geschwindigkeiten durchgeführt, welche in 4.3 dargestellt werden. Abschnitt 4.4 beschreibt die für die Auswertung notwendige Aufbereitung der Kamerabilder. Die Auswertung wird abschließend mit Fokus auf die Veränderung der Agglomerate während der Experimente (4.5.1), den Restitutionskoeffizienten (4.5.2) und die Erosion (4.5.3) durchgeführt.

### 4.1 Versuchsaufbau

Die untersuchten Proben sollten durch das Experiment zu Stößen miteinander angeregt werden. Hierzu wurden gepresste Staubagglomerate mit einem Durchmesser von ca. 1,2 cm in eine Probenkammer gegeben. Boden und Deckel der Kammer bestanden aus zwei Glasplatten, deren Abstand 1,45 cm betrug und somit nur wenig größer war als die verwendeten Kugeln. Die Außenwände wurden von einem Aluminiumrahmen gebildet. Um eine zufällige Bewegung der Staubagglomerate zu erzeugen, wurde für die Wände ein Rahmen mit einer sinusoidalen Form konstruiert (siehe Abbildung 4.1). Der Abstand zweier Wände betrug im Mittel 13 cm bei einer Amplitude von 0,6 cm. Vor dem Experiment wurde auf dem Rahmen eine dünne Staubschicht aufgetragen. Auf diese Weise entsprachen die Stöße der Agglomerate eher denen mit größeren, staubigen Objekten.

Die Anregung der Staubagglomerate während der Schwerelosigkeitsphasen erfolgte durch eine rotierende Plattform, auf welcher die Probenkammer montiert war. Angetrieben wurde diese durch einen Gleichstrommotor, welcher über eine Achse mit einem Zahnrad verbunden war. Dieses trieb wiederum vier größere Zahnräder zu einer synchronen Rotation an. Jedes dieser Zahnräder verfügte über eine Bohrung, welche  $s = 1 \text{ cm}$  von der mittleren Achse entfernt war. Die an diesen insgesamt vier exzentrischen Bohrungen befestigte Platte wurde zu einer zweidimensionalen, eigenrotationsfreien Drehung angeregt. Die Geschwindigkeit, mit der sich die Kammer, und somit die Proben, während des Experimentes bewegte, ließ sich über die an dem Motor angelegte Spannung regulieren (siehe hierzu Abschnitt 4.3), wobei vier Einstellungen verwendet wurden.

Gas in der Probenkammer hätte die Bewegung der Agglomerate und deren Stöße beeinflusst. Aus diesem Grund wurden der Probenbehälter und die Vorrichtung zum Schütteln der Proben in einer Vakuumkammer montiert. Die Probenkammer war mit kleinen Rillen für die Evakuierung versehen. Vor dem Start des Flugzeuges wurde zunächst eine Drehschieberpumpe verwendet, um ein Vorvakuum zu erzeugen. Nachdem der Druck in der Kammer unter  $3 \cdot 10^{-1} \text{ mbar}$  gefallen war, wurde eine zusätzliche Turbomolekular-



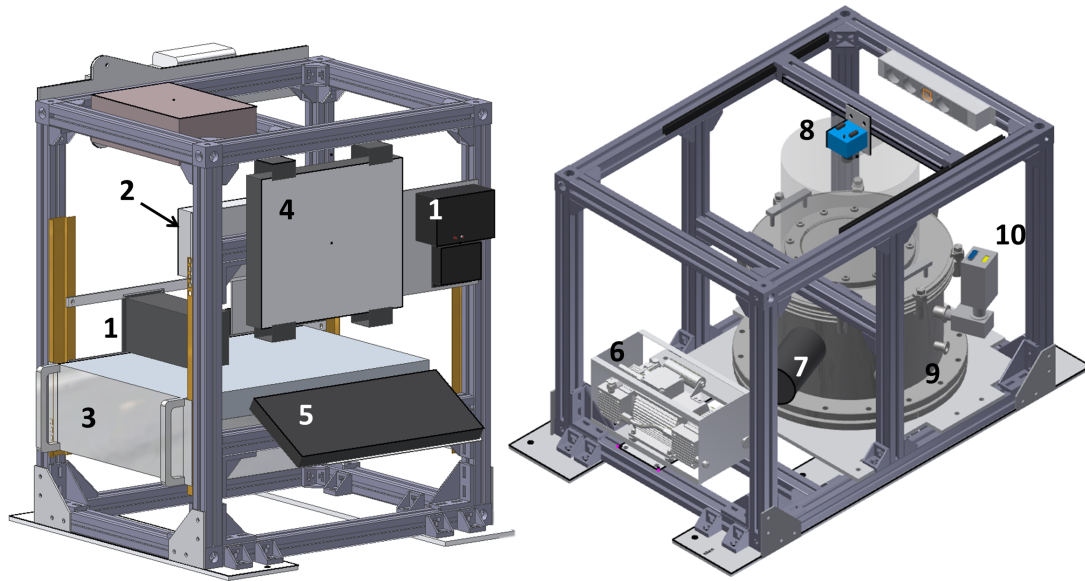
**Abbildung 4.1:** **a:** Foto der Probenkammer, gefüllt mit Staubagglomeraten. **b:** Zeichnung des Schüttelmechanismus mit darauf befestigter Probenkammer. **c:** Zeichnung des Schüttelmechanismus mit Sicht auf die Zahnräder. 1: Probenkammer, 2: sinusförmiger Einsatz, 3: LED-Array, 4: mit dem Motor verbundenes Zahnrad, 5: mit der Plattform des Schüttelmechanismus verbundene Zahnräder.

pumpe verwendet, um einen möglichst niedrigen Druck zu erreichen. Während der Flüge musste die Drehschieberpumpe durch eine Membranpumpe ersetzt werden. Da es nicht möglich war, die Pumpen während des gesamten Fluges zu betreiben, wurde lediglich ein Druck von  $\lesssim 1$  mbar erreicht. Für die Messung des Drucks wurde ein an der Kammer angeschlossener Drucksensor verwendet.

Die Auswertung des Experimentes erfolgte vorwiegend anhand von Bildern, welche von einer Mikrotron-Hochgeschwindigkeitskamera aufgenommen wurden. Die Auflösung der Kamerabilder betrug  $640 \times 512$  px bei einer Aufnahme Frequenz von 380 Bildern pro Sekunde, welche auf die Festplatte eines Steuerungsrechners geschrieben wurden. Beobachtet wurde das Experiment durch ein Sichtfenster im oberen Deckel der Vakuumkammer. Alle Aufnahmen wurden im Gegenlicht gemacht; hierzu war ein Array aus 81 LEDs unterhalb der Probenkammer befestigt. Um eine gleichmäßige Ausleuchtung des Experimentes zu ermöglichen, war sowohl auf dem LED-Array, als auch unterhalb der Bodenplatte des Probenraumes diffus streuendes Papier befestigt.

Für den Einbau des Experimentes in das Parabelflugzeug wurden zwei Metallrahmen verwendet (siehe Abbildung 4.2). Einer der Rahmen beinhaltete den Versuchsaufbau mit Vakuumkammer, Pumpen, Drucksensor und Kamera, wohingegen der zweite das zur Steuerung des Experimentes nötigen Kontrollpanel, Computer, Turbopumpenkontrollgerät und Spannungsversorgung aufnahm.





**Abbildung 4.2:** Zeichnung der beiden Metallrahmen des Parabelflugexperiments.

1: TMP Kontrollgerät, 2: Netzgerät für Experiment, 3: Computer zur Aufnahme der Kamerabilder, 4: Monitor, 5: Tastatur, 6: Membranpumpe, 7: Turbomolekularpumpe, 8: Hochgeschwindigkeitskamera, 9: Vakuumpumpe, 10: Drucksensor mit integrierter Anzeige.

Um neben der Kameraaufnahmen eine unabhängige Messung der Teilcheneigenschaften zu haben, wurden die Agglomerate vor und nach dem Flug fotografiert und mit einer Analysenwaage ( $\Delta m = 0,01 \text{ g}$ ) gewogen.

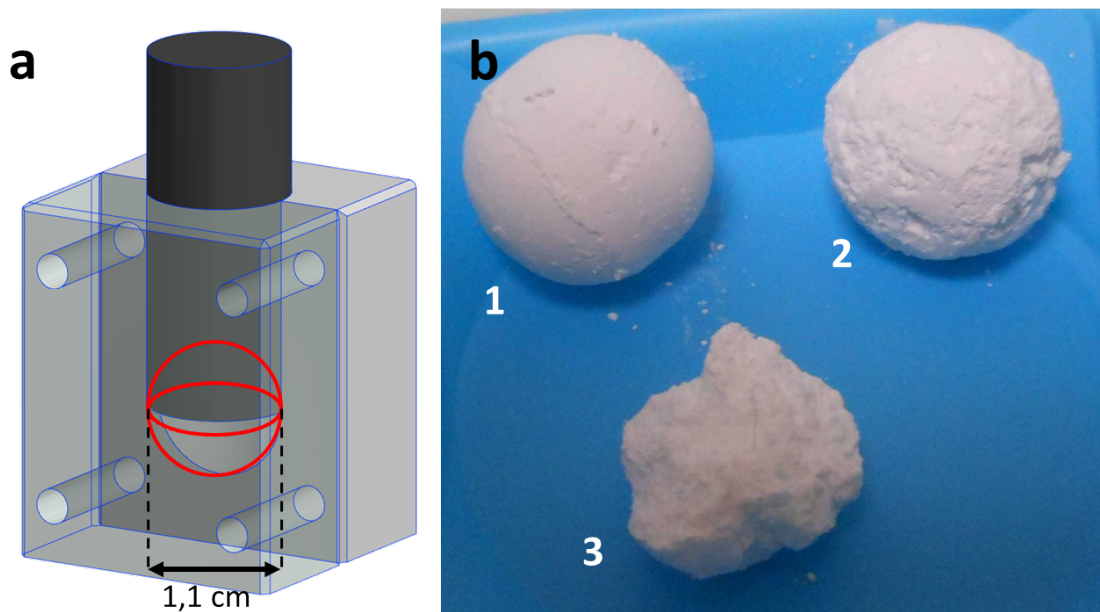
## 4.2 Präparation und Eigenschaften der Proben

Für das Experiment wurden cm-große, sphärische Staubagglomerate aus dem in Kapitel 2.5 beschriebenen sphärischen, monodispersen Staub mit einer Partikelgröße von  $1,5 \mu\text{m}$  verwendet. Die Herstellung der Kugeln erfolgte mit dem bereits von Beitz et al. (2011) verwendeten Pressmechanismus.

Hergestellt wurden die Kugeln aus  $1,1 \text{ g}$  des Analogmaterials, welches in eine zweiseitige, zylindrische Pressform mit einem Durchmesser von  $1,2 \text{ cm}$  gegeben wurde (siehe Abbildung 4.3). Der Boden der Form war halbkugelförmig. Danach wurde mit einem Stempel, welcher einen kleineren Durchmesser hat ( $1,19 \text{ cm}$ ) und ebenfalls eine halbkugelförmige Mulde aufweist, der Staub verdichtet. Das Pressen erfolgte per Hand, um einen gleichmäßigen Druck auszuüben und somit zu vermeiden, dass die Agglomerate ungleichmäßig verdichtet wurden und beim Entfernen aus der Form zerbrachen.

Die so entstandenen Agglomerate wiesen einen mittleren Durchmesser von  $(1,26 \pm 0,04) \text{ cm}$  auf (exemplarisch bestimmt an den 40 Kugeln in Abbildung 4.1 a), wobei die Länge aufgrund des unterschiedlichen Drucks leicht variieren konnte. Um diese zu messen, wurde per Hand an jede im Foto zu sehende Kugel eine Ellipse angepasst. Für die Berechnung des Volumens wurde davon ausgegangen, dass die Längere der gemessenen Halbachsen der Pressrichtung entspricht und demnach die nicht sichtbare Ausdehnung der Kugel einer der kleineren Halbachse entspricht. Die exemplarischen Wägungen





**Abbildung 4.3:** **a:** Dreiteilige Pressvorrichtung zum Herstellen der Staubagglomerate **b:** Bild der Staubagglomerate, 1: Agglomerat vor dem Experiment, 2: Intaktes Agglomerat nach dem Experiment, 3: Fragment eines Agglomerates nach dem Experiment.

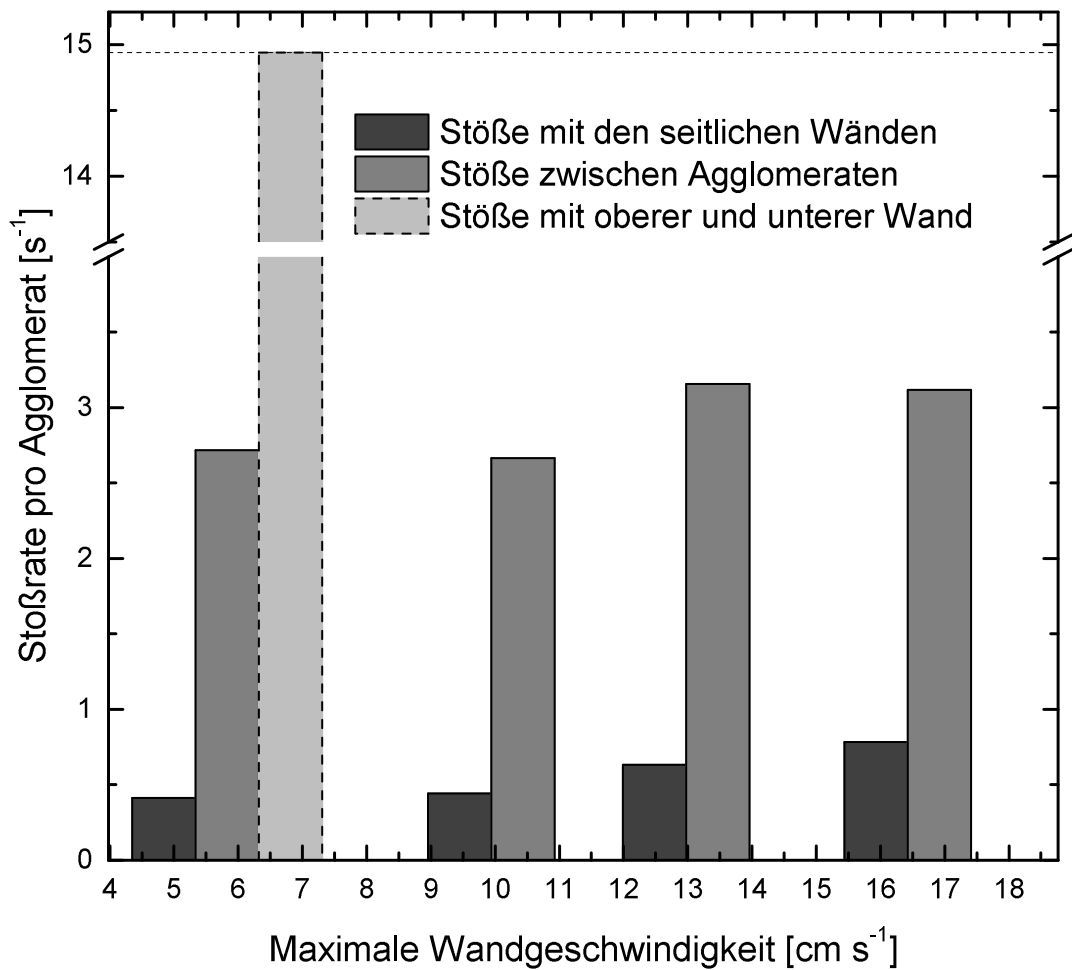
von 19 Kugel vor dem Experiment haben ergeben, dass die Agglomerate eine mittleren Masse von  $1,06 \pm 0,04$  g aufweisen. Daraus ergibt sich ein mittlerer Volumenfüllfaktor von  $\phi = 0,54 \pm 0,03$ , wobei die hier angegebene Unsicherheit die Standardabweichung der einzeln berechneten Füllfaktoren ist. Unter Verwendung der Mittelwerte von Radius und Masse sowie deren Fehlern ergibt sich mittels Fehlerfortpflanzung ein Wert von  $\phi = 0,53 \pm 0,04$ . Der hier bestimmte Volumenfüllfaktor stellt allerdings einen über das gesamte Volumen des Agglomerats gemittelten Wert dar. Es kann nicht ausgeschlossen werden, dass der Volumenfüllfaktor eine radiale Abhängigkeit aufweist. Hierzu müssten weitere computertomographische Untersuchungen durchgeführt werden.

### 4.3 Durchführung des Experiments

Das im Rahmen dieses Kapitels analysierte Experiment wurde an einem Flugtag mit 16 aufeinander folgenden Parabeln durchgeführt. Die Probenkammer wurde hierzu mit 15 Staubagglomeraten befüllt. Vorbereitende Experimente haben ergeben, dass eine größere Anzahl eine zu hohe Dichte der Kugeln hervorruft und somit die Auswertung der Experimente erschwert.

Die 16 Parabeln setzten sich wie folgt zusammen: Es wurde zunächst jeweils eine Parabel mit einer mittleren Beschleunigung von  $0,38$  g, was der Schwerkraft auf dem Mars entspricht (Parabel 00), und  $0,16$  g, was der Schwerkraft auf dem Mond (Parabel 01) entspricht, geflogen. Während der Parabeln 02–15 herrschte Schwerelosigkeit.

Die Geschwindigkeit des Schüttelmechanismus wurde während der einzelnen Parabeln unterschiedlich eingestellt, blieb jedoch bei den Parabeln 00–02 deaktiviert. Bei allen weiteren Experimenten wurde der Schüttelmechanismus kurz nach Beginn der Schwe-



**Abbildung 4.4:** Stoßraten zwischen zwei Agglomeraten, mit den Wänden, sowie mit den Glasplatten für die vier verschiedenen Einstellungen des Schüttelmechanismus.

relaxationsphase aktiviert und kurz vor dem Ende deaktiviert. In den Parabeln 03–07 wurden die Experimente zunächst bei geringer Geschwindigkeit durchgeführt. In den Parabeln 08 und 09, sowie 10 bis 12 wurden zwei mittlere Geschwindigkeiten für die Anregung der Proben verwendet und schließlich für die Parabeln 13 – 15 die maximale Schüttelfrequenz gewählt.

In Tabelle 4.1 und Abbildung 4.4 wird eine Übersicht der Frequenzen, Stoßraten und Geschwindigkeiten für die vier Einstellungen des Schüttelmechanismus gegeben.

Die Bestimmung der maximalen Geschwindigkeiten der Wände erfolgt gemäß

$$v_{\text{Wand}} = \frac{2\pi s}{T_{\text{Umlauf}}} \quad (4.1)$$

für jede der Parabeln und wurde für jede Einstellung des Experimentes gemittelt.  $s$  ist hier der Abstand der Bohrungen in den Zahnrädern und  $T_{\text{Umlauf}}$  die aus den Aufnahmen der Kamera bestimmte Umlaufzeit bei den verschiedenen Einstellungen des Experiments. Diese Untersuchung hat gezeigt, dass der Mechanismus reproduzierbar gearbeitet hat.

**Tabelle 4.1:** Geschwindigkeiten und Stoßraten der unterschiedlichen Einstellungen des Schüttelmechanismus. Die mit n.a. gekennzeichneten Werte können nicht angegeben werden (vgl. Text).

	Einstellung 1	Einstellung 2	Einstellung 3	Einstellung 4
Maximale Wandgeschwindigkeit $v_{\text{Wand}}$ [cm s <sup>-1</sup> ]	5,83 ± 0,06	10,44 ± 0,10	13,47 ± 1,61	16,92 ± 0,22
Absolutgeschwindigkeiten der Agglomerate $v_{\text{ag}}$				
Mittelwert [cm s <sup>-1</sup> ]	4,69 ± 2,38	6,58 ± 4,96	10,12 ± 6,03	11,56 ± 6,71
Maximalwert [cm s <sup>-1</sup> ]	10,03	17,38	23,68	25,79
Stoßgeschwindigkeiten zwischen Agglomeraten $v_{\text{ag/ag}}$				
Mittelwert [cm s <sup>-1</sup> ]	5,12 ± 3,75	9,30 ± 5,87	14,95 ± 0,24	18,12 ± 8,81
Maximalwert [cm s <sup>-1</sup> ]	12,35	20,08	27,04	28,16
Stoßgeschwindigkeit mit Wand $v_{\text{ag/wa}}$				
Mittelwert [cm s <sup>-1</sup> ]	9,35 ± 1,10	15,27 ± 4,63	22,72 ± 4,33	25,54 ± 3,89
Maximalwert [cm s <sup>-1</sup> ]	11,61	25,46	30,32	32,16
Stoßgeschwindigkeit mit Glasplatten $v_z$				
Mittelwert [cm s <sup>-1</sup> ]	3,74 ± 2,07	n.a.	n.a.	n.a.
Stoßraten [Hz]				
mit Glasplatten	14,944 ± 8,261	n.a.	n.a.	n.a.
mit Seitenwänden	0,413 ± 0,002	0,444 ± 0,002	0,632 ± 0,003	0,783 ± 0,002
zwischen Agglomeraten	2,719 ± 0,004	2,667 ± 0,004	3,156 ± 0,004	3,116 ± 0,004

Einzige Ausnahme stellt Parabel 12 dar, während welcher der Mechanismus langsamer rotierte, was den größeren Fehler der mittleren Geschwindigkeit von Einstellung 3 zur Folge hat.

Die Geschwindigkeitsmessungen an den Agglomeraten wurden mit Hilfe des schon zuvor verwendeten Tracking-Programms durchgeführt. Geschwindigkeiten der Agglomerate und Stoßgeschwindigkeiten wurden exemplarisch für die jeweils erste Parabel jedes Geschwindigkeitsbereichs bestimmt (Parabeln 3, 8, 10 und 13). In die Analyse gingen nur ganze und halbe Kugeln ein, jedoch keine kleineren Fragmente. Hieraus ergeben sich die folgenden Zusammenhänge, mit Hilfe derer von der maximalen Geschwindigkeit des Schüttelmechanismus  $v_{\text{Wand}}$  auf die mittlere Geschwindigkeiten der Agglomerate in der

Probenkammer ( $v_{ag}$ ) sowie auf die mittlere Stoßgeschwindigkeit der Agglomerate untereinander ( $v_{ag/ag}$ ) und mit den Wänden ( $v_{ag/wa}$ ) geschlossen werden kann:

$$v_{ag} = (0,70 \pm 0,03) \cdot v_{Wand} \quad (4.2)$$

$$v_{ag/ag} = (1,02 \pm 0,07) \cdot v_{Wand} \quad (4.3)$$

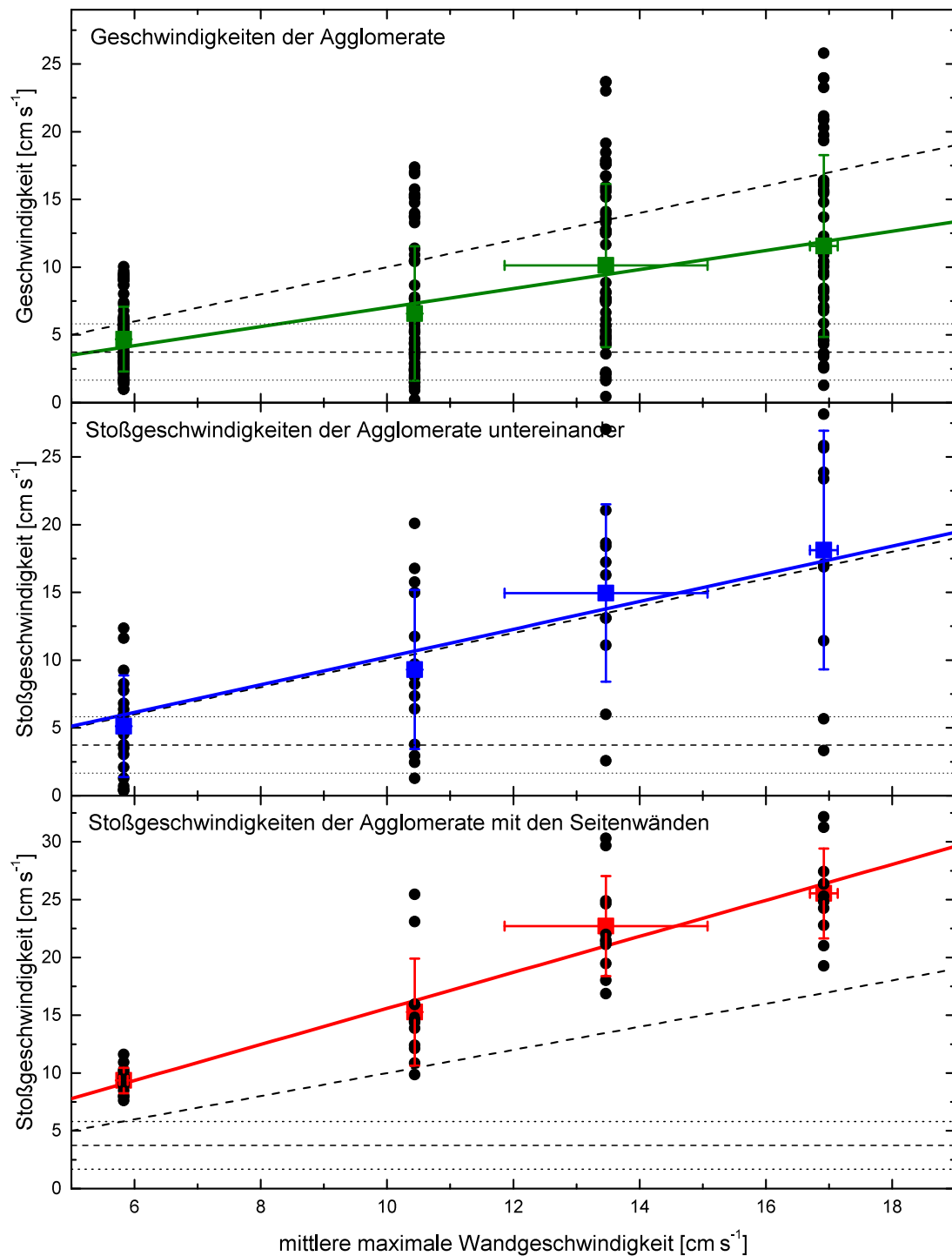
$$v_{ag/wa} = (1,56 \pm 0,04) \cdot v_{Wand} \quad (4.4)$$

Da davon auszugehen ist, dass bei ausgeschaltetem Schüttelmechanismus keine Anregung des Systems stattfindet, wurde die Ausgleichsgerade durch den Ursprung gelegt. Die Ergebnisse der Kalibrierung sind in Abbildung 4.5 dargestellt. Da die so berechneten Geschwindigkeiten bei jeder Einstellung einer Schwankung unterworfen sind, wird im Folgenden die maximale Geschwindigkeit der Wände als charakteristische Größe für Vergleiche verwendet. Wie anhand von Gleichung 4.3 zu sehen ist, korrespondiert dies mit der mittleren Stoßgeschwindigkeit der Agglomerate untereinander. Für die Bestimmung der Stoßraten der Agglomerate untereinander und mit den Wänden des Alumineinsatzes wurden die Stöße manuell gezählt.

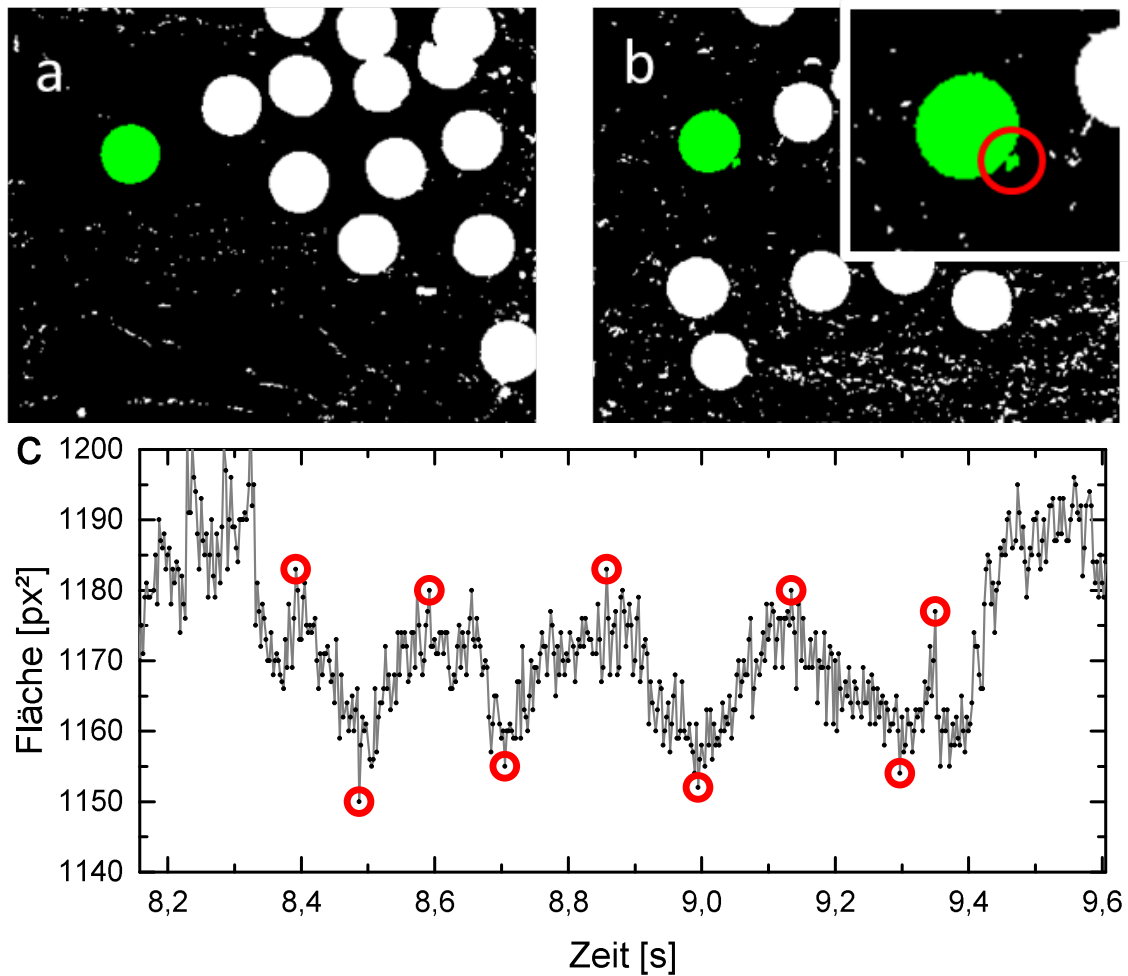
Um die Stoßrate der Agglomerate mit den oberen und unteren Glasplatten zu bestimmen, wurde die perspektivische Verzerrung genutzt. Wie in Abschnitt 4.4 beschrieben wird, erscheinen Agglomerate an der Unterseite der Kammer kleiner als an der Oberseite. Mit dem Programm, welches verwendet wurde, um die Agglomerate zu verfolgen, wurde die Größe der Agglomerate in den Binärbildern bestimmt. Unter Berücksichtigung der in Abschnitt 4.4 angegebenen Skalierungsfaktoren an der Ober- und Unterseite und der Annahme, dass die Agglomerate einen Durchmesser von 1,2 cm haben, ergab sich mit einem Plattenabstand von 1,45 cm eine Strecke von 2,5 mm, auf der sich die Kugeln in vertikaler Richtung bewegen können. Hieraus lässt sich abschätzen, dass die projizierte Fläche der Kugeln um einen Wert von ca. 20 px<sup>2</sup> schwanken sollte. Da die Kugeln nicht perfekt rund sind, kann dieser Wert, wie im Beispiel in Abbildung 4.6 zu sehen, auch größer ausfallen.

Die Bestimmung der Stoßrate erfolgte anhand von Parabel 03: Hier wurden alle Agglomerate über den Zeitraum der Parabel verfolgt und ihre jeweilige Fläche bestimmt. Da die Größe der Agglomerate nur bestimmt werden konnte, wenn sie keinen Kontakt zu anderen Kugeln oder der Wand hatten, ist eine Bestimmung der Stoßrate mit den Glasplatten nur in einigen Abschnitten möglich. Außerdem musste sichergestellt werden, dass das Agglomerat im Binärbild keinen Kontakt mit Artefakten der Binarisierung aufwies (siehe Abbildung 4.6 a und b). Dies war aufgrund der zunehmenden Verunreinigung der Fenster nur für Parabel 03 möglich. Da für diese Analyse die Anzahl der Binärbilder möglichst frei von Rauschen sein musste, wurden die durch die erste Aufbereitungsmethode erzeugten Bilder verwendet. Die Auswirkung der in Abschnitt 4.4 diskutierten Schwankung der mittleren Helligkeit kann einen Einfluss auf die projizierte Größe der Agglomerate in den Binärbildern haben. Diese ist jedoch aufgrund ihrer Amplitude und Frequenz eindeutig von der durch die vertikale Bewegung hervorgerufenen Schwankung zu unterscheiden.

Abbildung 4.6 c zeigt die Auswertung exemplarisch an einem Zeitintervall. Es ist zu sehen, dass die Bewegung von Rauschen überlagert wird. An den Rändern des betrachteten Intervalls ist jeweils ein großer Anstieg der Fläche des Agglomerates zu erkennen. Diese sind Beispiele für Überschneidungen der Fläche mit einem Artefakt im Binärbild.



**Abbildung 4.5:** Geschwindigkeiten der Agglomerate in der Probenkammer sowie Stoßgeschwindigkeiten der Agglomerate untereinander und mit den Wänden in Abhängigkeit von den Einstellungen des Schüttelmechanismus. Die schwarzen Datenpunkte stehen für jeweilige Einzelmessungen, die farbigen Punkte stellen die Mittelwerte dieser dar. Es wurde jeweils eine Ausgleichsgerade bestimmt, deren Werte in den Gleichungen 4.2, 4.3 und 4.4 zu finden sind. Die horizontalen Linien stehen für die mittlere gemessene Stoßgeschwindigkeit der Agglomerate mit den Glasplatten (gestrichelt) bzw. die Standardabweichungen (gepunktet). Diese Werte konnten nur in Parabel 03 bestimmt werden (siehe Text). Die diagonal verlaufenden, gestrichelten Linien haben die Steigung 1 und dienen der Orientierung.



**Abbildung 4.6:** **a:** Beispiel einer binarisierten Kugel **b:** Beispiel eines Agglomerates, welches sich bei der Binarisierung mit einer Verschmutzung der Scheibe überlappt. **c:** Veränderung der im Binärbild gemessenen Fläche. Die markierten Punkte stehen für Stöße des Agglomerates mit der Boden- und Deckenplatte.

Die Abbildung 4.6 c zeigt ein typisches Intervall, in dem es möglich ist, die Schwankung in der Größe des Agglomerates zu untersuchen. Insgesamt können 9 dieser Intervalle in den während Parabel 3 gesammelten Daten identifiziert und untersucht werden, woraus sich ein Mittelwert von  $(3,74 \pm 2,07) \text{ cm s}^{-1}$  ergibt. Eine Abschätzung darüber, inwieweit dezentrale Stöße der Kugeln bei den verschiedenen Geschwindigkeiten eine Bewegung in vertikaler Richtung anregen, ist schwer möglich. Aufgrund des Abstandes der Platten von 1,45 cm und der Kugelradien von ca. 0,6 cm können die Kugeln mit einem maximalen vertikalen Stoßparameter von  $b \lesssim 0,25 \text{ cm}$  aufeinander treffen. Der Stoßparameter gibt an, wie zentral der Stoß zweier Kugeln ist. In diesem Fall sind die Schwerpunkte der Staubagglomerate in der zur Bewegungsrichtung senkrecht stehenden Ebene maximal um 0,25 cm versetzt. Unter der Annahme, dass die zweite Kugel vor dem Stoß ruht und danach entlang der Verbindungslinie der beiden Kugelmittelpunkte zum Zeitpunkt des Stoßes beschleunigt wird, bewegt sich diese gegenüber der Mittelebene des Experiments um einem maximalen Winkel von  $\beta = \arcsin(b/2r) \approx 12^\circ$ . Da an dieser Stelle die Abhängigkeit des Restitutionskoeffizienten vom Stoßwinkel unbekannt ist, kann le-

diglich davon ausgegangen werden, dass ein Stoß unter diesen Winkeln, verglichen mit den Geschwindigkeiten in der Ebene, zu langsamen Stößen mit den Glasplatten führt.

## 4.4 Aufbereitung der Kamerabilder

Das verwendete Kamerasystem ermöglichte es, die Experimente mit guter räumlicher und zeitlicher Auflösung zu analysieren. Zuvor war es jedoch nötig, Korrekturen an den Bildern durchzuführen.

Das verwendete 12 mm-Objektiv führte zu einer Verzeichnung der Kamerabilder, welche mit Hilfe eines Referenzmusters korrigiert werden konnte. Hierzu wurde mit einem Bildbearbeitungsprogramm die Verzerrung der Bilder ermittelt und in jedem Bild ausgeglichen. Nach dieser Korrektur konnte die Auflösung der Kamera bestimmt werden. Als Referenz diente der bekannte minimale Abstand zwischen den sinusförmigen Wänden des Probenbehälters, wodurch vermieden wurde, dass sich der Abstand zwischen Kamera und Experiment nach der Kalibrierung änderte. Aufgrund der perspektivischen Verzerrung ergaben sich für die Ober- und Unterseite der Kammer voneinander abweichende Werte von  $(34, 35 \pm 0, 12) \text{ px cm}^{-1}$  bzw.  $(32, 86 \pm 0, 10) \text{ px cm}^{-1}$ . Da die Staubagglomerate sich im Probenbehälter nur wenig nach oben oder unten bewegen konnten, wurde für die Datenanalyse der Mittelwert von  $(33, 61 \pm 0, 11) \text{ px cm}^{-1}$  beider Werte verwendet. Die Fehler der Kameraauflösung berechnen sich mit der Gauß'schen Fehlerfortpflanzung und folgen aus den Fehlern der Vermessung des Rahmens am Objekt ( $\pm 0, 1 \text{ cm}$ ) und im Kamerabild ( $\pm 2 \text{ px}$ ).

Der während der Experimente auftretende Abrieb der Staubagglomerate führte zu einer zunehmenden Verschmutzung der Glasplatten des Experimentvolumens und somit zu einer verminderten Sicht auf die Agglomerate. Dies hatte zur Folge, dass vor der Binarisierung der Bilder eine zusätzliche Bearbeitung erfolgen musste. Für diese Korrektur wurde zunächst die Position der Probenkammer in jedem Bild bestimmt und verwendet, um die Rotation zu eliminieren. Die so entstandenen Bilder befanden sich in einem synchron zur Kammer rotierendem Koordinatensystem. Aus ihnen konnte für jede Parabel ein gemitteltetes Hintergrundbild erzeugt werden, auf welchem zwar die Verschmutzung der Fenster, jedoch nicht die einzelnen Agglomerate zu erkennen waren. Dieses Bild berücksichtigte allerdings nur die großskalige Verschmutzung der Scheibe und nicht kleinere, deutlich sichtbare Strukturen.

Die Aufbereitung und spätere Binarisierung der Bilder erfolgte nach zwei Methoden, welche leicht unterschiedliche, jedoch für die jeweilige Analysemethode optimierte Bilder lieferten. Verwendet wurden ein auf dem jeweiligen Bild beruhender Grenzwert (Methode 1) und ein für alle Bilder gleicher Schwellwert (Methode 2).

Mit Methode 1 wurden Bilder erzeugt, in denen sich die Agglomerate deutlich vom Hintergrund abheben und somit gut zu binarisieren waren. Ein optimaler Kontrast ließ sich erreichen, indem bei der Bearbeitung der Aufnahmen auf die jeweiligen hellsten und dunkelsten Pixel des Bildes zurück gegriffen wurde. Die verwendeten Werte sind hierbei rein empirisch. Seien **O** und **N** das Original- bzw. das Nullbild und **K** und **K\*** die jeweiligen zu berechnenden Bilder,  $O_{i,j}$ ,  $N_{i,j}$ ,  $K_{i,j}$  und  $K_{i,j}^*$  die einzelnen Pixel der Bilder,

und  $\bar{O}$  der mittlere Grauwert des Originalbildes. Zunächst wurde eine Maske

$$\Psi_{i,j} = \begin{cases} 1 & \text{für } O_{i,j} - N_{i,j} \leq 0,75 \cdot (\bar{O} - N_{i,j}) \\ 0 & \text{für } O_{i,j} - N_{i,j} > 0,75 \cdot (\bar{O} - N_{i,j}) \end{cases} \quad (4.5)$$

berechnet, mit Hilfe derer Unregelmäßigkeiten im Hintergrund – beispielsweise durch die nicht völlig homogene Beleuchtung – entfernt werden konnten. Im nächsten Schritt wurde die Differenz aus dem Original- und Nullbild gebildet und somit ein kontrastreicheres Bild erzeugt. Dieses wurde daraufhin skaliert und mit der Maske multipliziert:

$$K_{i,j}^* = (0,2 \cdot O_{i,j} - N_{i,j}) \cdot \Psi_{i,j} . \quad (4.6)$$

Da die Differenz zwischen Original- und Nullbild auch negativ werden kann, erfolgte schließlich eine Skalierung auf die in einem 8-Bit Bild zur Verfügung stehenden 255 Graustufen:

$$K_{i,j} = 255 \cdot (K_{i,j}^* - \text{Min}(\mathbf{K}^*)) \cdot (\text{Max}(\mathbf{K}^*) - \text{Min}(\mathbf{K}^*))^{-1} . \quad (4.7)$$

Dieses Verfahren hat sich in dem hier vorliegenden Fall effektiver als herkömmliche Methoden herausgestellt. Die auf diese Weise erzeugten Bilder wurden verwendet, um die Geschwindigkeiten der Agglomerate zu bestimmen. Da bei dieser Methode Grauwerte der individuellen Bilder in die Berechnung einbezogen wurden, waren die so erzeugten Bilder nicht dazu geeignet, die Größe der Agglomerate in unterschiedlichen Bildern zu vergleichen. Da die Verschmutzung der Fenster mit der Zeit zugenommen hatte, veränderte sich insbesondere der mittlere Grauwert des Bildes  $\bar{O}$ . Zudem ist der Mittelwert durch die Rotation der Kammer einer Schwankung von ca. 5 Graustufen unterworfen, da ein Teil der Kammer während der Rotation den Bildausschnitt verlässt. Methode 2 wurde daher verwendet, um Bilder zu erzeugen, welche von dieser Schwankung nicht betroffen waren. Hierzu wurden ein *Flatfieldverfahren* und ein konstanter Grenzwert bei der Binarisierung benutzt. Dies kann durch

$$K_{i,j} = a_{\text{flt}} \cdot (O_{i,j} - b_{\text{flt}}) \cdot N_{i,j}^{-1} \quad (4.8)$$

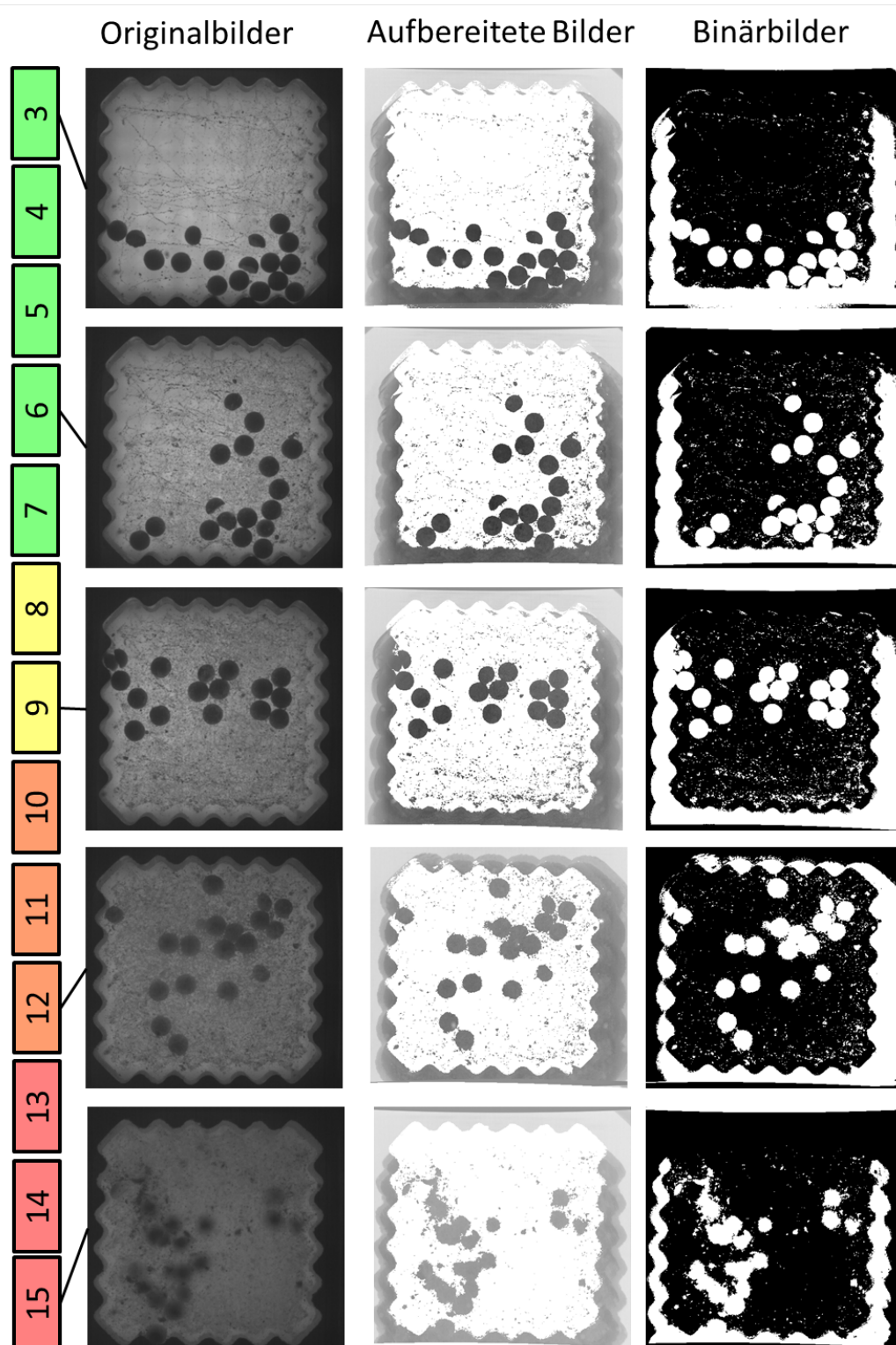
ausgedrückt werden. Die Parameter  $a_{\text{flt}} = 180$  und  $b_{\text{flt}} = 20$  wurden so ausgewählt, dass die bearbeiteten Bilder möglichst kontrastreich waren.

Die mit den beiden Methoden erzeugten Bilder (siehe Beispiele in Abbildung 4.7) konnten verwendet werden, um die Binärbilder  $\mathbf{B}$  gemäß

$$B_{i,j} = K_{i,j} \leq \Xi \quad (4.9)$$

zu erzeugen. Es wurden verschiedene Grenzwerte von  $\Xi = \{76, 85, 90, 100\}$  verwendet. Der Wert von 76 wurde so gewählt, dass die Agglomerate während der ersten Parabel im Original- und Binärbild die gleiche Größe haben. Allerdings hat sich gezeigt, dass die Verschmutzung des Fensters während der letzten Parabeln dafür sorgte, dass sich die einzelnen Agglomerate im Binärbild nicht voneinander trennen ließen. Um dies zu erreichen, musste ein größerer Schwellwert gewählt werden. Im Folgenden wurden Werte von  $\Xi = 85$  und 90 verwendet. Es hat sich herausgestellt, dass größere Werte, wie zum Beispiel  $\Xi = 100$  dazu führten, dass die zunehmende Verschmutzung der Fenster eine Erfassung von Agglomeraten an der Unterseite des Probenvolumens verhinderte.





**Abbildung 4.7:** Darstellung der nacheinander erfolgten Aufbereitungsschritte der Kamerabilder nach Methode 1, exemplarisch für die Parabeln 3, 6, 9, 12 und 15. **Linke Spalte:** Original-Bilder nach Korrektur der perspektivischen Verzerrung. **Mittlere Spalte:** Aufbereitete Bilder, aus denen der Hintergrund entfernt wurde. **Rechte Spalte:** Binärbilder.

Zusätzlich zu der Korrektur der optischen Verzerrung und Verschmutzung der Fenster musste der Verlust einiger Bilder aufgrund von Speicherproblemen des Computers während der Aufnahmen berücksichtigt werden. Die Verlustrate an Bildern betrug über den gesamten Aufnahmezeitraum ca. 4 %. Die fehlenden Bilder ließen sich anhand eines codierten Zeitindexes identifizieren und die zeitliche Zuordnung der Aufnahmen entsprechend korrigieren.

### 4.5 Auswertung

Die erste Auswertung des Experiments erfolgte anhand der Wägung und optischen Inspektion der Agglomerate (Abschnitt 4.5.1), für die genauere Auswertung des Restitutionskoeffizientens (Abschnitt 4.5.2) und der Erosion der Agglomerate (Abschnitt 4.5.3) wurden die Aufnahmen der Hochgeschwindigkeitskamera verwendet.

#### 4.5.1 Wägung der Proben

Nach dem Parabelflug wurde der Staub vorsichtig aus der Probenkammer entfernt. Lediglich vier der anfänglichen 15 Agglomerate sind im Verlauf der Experimente fragmentiert. Diese sind in kleine Fragmente zerbrochen, wobei zwei Kugeln bereits vor der ersten Parabel fragmentiert sind. Eine weitere Kugel ist während Parabel 10 zerbrochen. Berücksichtigt man die in Tabelle 4.1 angegebenen Stoßraten, so hat dieses Agglomerat im Laufe des Experimentes statistisch gesehenen 470 Stöße mit anderen Kugeln, 74 Stöße mit den Seitenwänden und 2585 Stöße mit den Glasfenstern erfahren. Dabei haben die Stoßgeschwindigkeiten der Kugeln untereinander und mit den Wänden mit der Zeit zugenommen. Es ist davon auszugehen, dass die vierte Kugel während einer der letzten drei Parabeln oder nach den Experimenten fragmentiert ist. Aufgrund der Verschmutzung der Fenster konnte dies jedoch nicht beobachtet werden. Die Tatsache, dass zwei der Agglomerate bereits vor dem Experiment zerbrochen sind, deutet darauf hin, dass bereits bei der Herstellung Schwachstellen entstanden waren. Der Vergleich dieser Fragmentationen mit der von Weidling et al. (2009) bestimmten Fragmentationswahrscheinlichkeit von  $10^{-4}$  ist nur schwer möglich. Dieser Wert beruht auf vier beobachteten Fragmentationen, wohingegen hier nur ein Ereignis genauer untersucht werden konnte. Mit den oben aufgeführten Stößen entspräche das formal einer Fragmentationswahrscheinlichkeit von  $3,20 \cdot 10^{-4}$  bzw. unter Vernachlässigung der Stöße mit den Glasplatten  $1,84 \cdot 10^{-3}$ . Diese Zahlen beziehen sich lediglich auf die Stöße, welche während der Schwerelosigkeit stattgefunden haben. Bewegungen der Kugeln in anderen Phasen des Fluges wurden nicht aufgezeichnet. Da während dieser Zeit jedoch keine Anregung der Agglomerate geschah, ist davon auszugehen, dass die Stöße unter Schwerelosigkeit dominiert haben. Die angegebenen Wahrscheinlichkeiten stellen dennoch eine obere Grenze für die Fragmentationswahrscheinlichkeit dar.

Neben den größeren Fragmenten befanden sich nach dem Experiment noch eine große Anzahl kleinerer Fragmente sowie feines Pulver in der Probenkammer und an den Wänden. Die Ergebnisse der Wägung sind in Tabelle 4.2 zusammen gefasst. Die Messung ergab eine Gesamtmasse von 14,49 g Staub. Dies ist um 14 % geringer als die – aufgrund der vorher bestimmten mittleren Kugelmasse – zu erwartende Masse von 15 Agglome-

raten. Zwei Ursachen kommen hierfür in Frage: Zum einen wurden nur 15 der zuvor für die Mittelwertbildung gewogenen 19 Kugeln für das Experiment verwendet. Es ist daher möglich, dass diese zu den leichteren der präparierten Agglomerate gehörten. Zum anderen ist es möglich, dass die Proben vor und nach dem Parabelflug eine unterschiedlich große Menge Wasser einlagerten. Vor der ersten Wägung der Kugeln war das Analogmaterial der Leitfeuchtigkeit des Labors ausgesetzt, wohingegen es im Experiment evakuiert wurde und einen Teil dieser Feuchtigkeit und somit Masse verloren hat. Dieser Effekt, kann unmittelbar nachdem eine Probe aus der Vakuumkammer entfernt wird, ca. 10 % der anfänglichen Masse betragen. Dies ist möglich, da die einzelnen Monomere eine Mikroporosität und damit auch eine größere Oberfläche aufweisen, in welcher Feuchtigkeit gespeichert werden kann. Nachdem die Proben belüftet werden, beginnt sich neue Feuchtigkeit im Agglomerat anzusammeln und die gemessene Masse zu steigen. Eine Vergleichsmessung zeigt, dass sich die Masse nach der Evakuierung dem ursprünglichen Wert asymptotisch nähert. Innerhalb von ca. 2,5 Stunden, was der Zeit vor der durchgeführten Wägung während der Parabelflugkampagne entspricht, beträgt die Differenz noch ca. 4 % (Anhang A). Dieser Effekt ist jedoch deutlich geringer als die beobachtete Differenz. Daher ist davon auszugehen, dass die Verwendung des Mittelwertes den größeren Einfluss hat.

Der Großteil von 67 % des im Experiment verwendeten Staubes war nach wie vor in den 11 intakten Agglomeraten gebunden. Die Fragmente machten 23 % der Masse aus und das im Behälter zu findende sowie an den Fenstern haftende Pulver weitere 10 %. Diese Werte beziehen sich auf die nach den Experimenten gemessene Gesamtmasse an Staub.

In Abbildung 4.3 ist deutlich zu erkennen, dass die Agglomerate nach den Experimenten eine unregelmäßigere Oberfläche aufwiesen als davor. Dies deutet darauf hin, dass die Agglomerate Teile ihrer Oberfläche und somit auch Masse verloren haben. Der Vergleich der Massen vor und nach den Experimenten untermauert diese These. Hierbei gilt es allerdings zu bedenken, dass als anfängliche Kugelmasse der zuvor bestimmte Mittelwert verwendet werden muss, da eine Zuordnung der Agglomerate nach den Experimenten nicht mehr möglich ist. Eine Wägung der Fragmente ergab, dass die mittlere Masse der Agglomerate um 17 % kleiner war als vor den Experimenten. Berücksichtigt man den Einfluss der Luftfeuchtigkeit, so ist der Verlust geringer. Diesen Effekt vernachlässigend und unter der Annahme, dass sich der Volumenfüllfaktor der Agglomerate während der Experimente nicht verändert hat, entspricht dieser Massenverlust eine Reduzierung des Radius um ca. 6 % (siehe auch Abschnitt 4.5.3). Dass diese Annahme gerechtfertigt ist, haben Weidling et al. (2009) in ihrer Untersuchung der Kompaktierung von millimetergroßen, hoch porösen Staubagglomeraten gezeigt. Die Agglomerate haben eine Vielzahl von Stößen mit einer festen Platte bei Geschwindigkeiten unterhalb von  $35 \text{ cm s}^{-1}$  erfahren. Im Mittel lagen die Geschwindigkeiten bei Weidling et al. (2009) etwas oberhalb der hier betrachteten, reichten jedoch nicht aus, um die Staubagglomerate über einen Volumenfüllfaktor von  $\phi = 0,37$  zu kompaktieren. Somit ist nicht davon auszugehen, dass die als Grundlage für die vorliegende Arbeit betrachteten Agglomerate über ihren Füllfaktor von  $\phi = 0,5$  verdichtet wurden.

#### 4 Abrasion in abprallenden Stößen zentimetergroßer Staubagglomerate

**Tabelle 4.2:** Ergebnisse der Wägungen einzelner Kugeln nach dem Flug sowie von Fragmenten und Staub in Pulverform. Für die vor und nach dem Flug vermessenen Kugelmassen wird die Standardabweichung angegeben. Die nach dem Flug gemessene Gesamtmasse ist niedriger als der zuvor angegebene Wert (siehe Text).

Vor dem Flug						
Mittlere Agglomeratmasse vor dem Flug <sup>1</sup>	(1, 06 ± 0, 04) g					
Gesamtmasse der Agglomerate <sup>2</sup>	(15, 90 ± 0, 60) g					
Staubschicht auf Inset	0,91 g					
Nach dem Flug						
Intakte Agglomerate	0,80 g	0,80 g	0,80 g	0,84 g	0,85 g	
	0,88 g	0,89 g	0,91 g	0,93 g	0,95 g	
	0,98 g					
Gesamtmasse der intakten Agglomerate	9,63 g					
Mittlere Masse der intakten Agglomerate	(0, 88 ± 0, 06) g					
Fragmente	0,11 g	0,18 g	0,21 g	0,28 g	0,36 g	
	0,40 g	0,40 g	0,44 g	0,46 g	0,48 g	
Gesamtmasse der Fragmente	3,32 g					
Kleine Fragmente und Pulver						
Nicht haftend	1,31 g					
Haftend an Fenster und Inset <sup>3</sup>	0,17 g					
Gesamtmasse Pulver	1,48 g					
Zunahme an feinem Staub <sup>4</sup>	63 %					
Gesamte Masse nach dem Flug	14,43 g					
Aufteilung <sup>5</sup>						
Intakte Agglomerate	67 %					
Fragmente	23 %					
Pulver	10 %					

<sup>1</sup> exemplarisch an 19 Kugeln bestimmt; <sup>2</sup> basierend auf dem Mittelwert; <sup>3</sup> gemessen in Bordeaux;

<sup>4</sup> bezogen auf die anfängliche Staubschicht auf dem Inset; <sup>5</sup> bezogen auf die nach dem Flug gemessene Gesamtmasse.

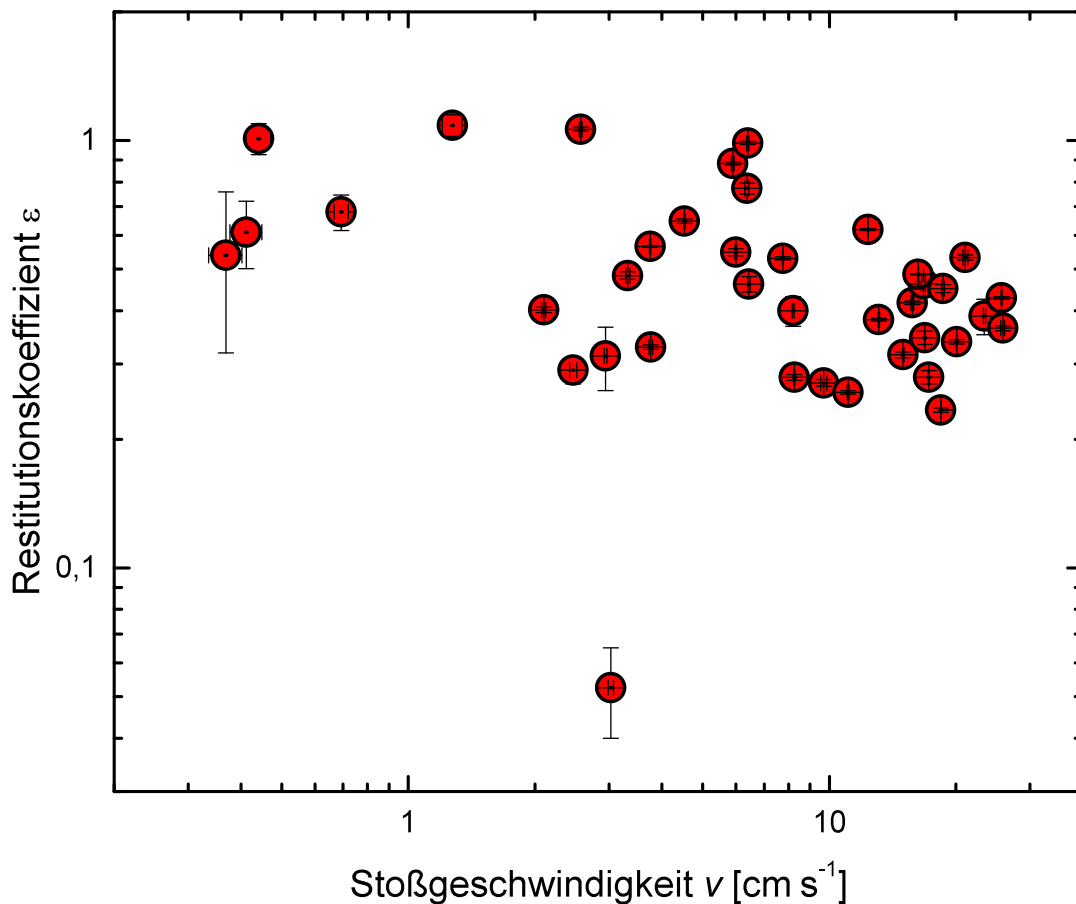
### 4.5.2 Auswertung der Restitutionskoeffizienten

Im vorherigen Abschnitt wurden exemplarisch für jede der vier Einstellungen des Experiments die Stoßgeschwindigkeiten zwischen den Agglomeraten bestimmt (siehe Abbildung 4.5). Im Gegensatz zu den in Kapitel 3 untersuchten Stößen fanden diese Stöße bei Geschwindigkeiten zwischen  $0,37$  und  $28,16 \text{ cm s}^{-1}$  – deutlich oberhalb der Haftgrenze – statt und lagen daher zum Teil nahe an der Geschwindigkeit, ab welcher Fragmentation erwartet wird<sup>18</sup>.

Der Restitutionskoeffizient für die 35 Stöße aus Abschnitt 4.3, bei denen eine Bestimmung der Relativgeschwindigkeiten mittels linearer Regression nach dem Stoß möglich war, wurde nach Gleichung 2.27 berechnet. Die untersuchten Trajektorien der stoßenden Agglomerate wiesen innerhalb der durch die Binarisierung der Daten bestehenden Fehler keine sichtbare Beschleunigung auf. Da die Identifikation von Stößen mit der Glasplatte selten möglich war, muss in Betracht gezogen werden, dass diese auch während der Zeiträume, für welche die Trajektorien bestimmt wurden, stattgefunden haben. Eine Abschätzung mit der in Tabelle 4.1 angegebenen Stoßrate ergibt, dass jedes Agglomerat alle 25 Bilder einen Stoß mit einer der Glasplatten erfährt. Die untersuchten Trajektorien wurden in der Regel über einen längeren Zeitraum bestimmt. Es sind jedoch keine Abweichungen von einer gradlinigen Bewegung, die auf Stöße schließen ließen, sichtbar, sodass diese Stöße in der weiteren Betrachtung vernachlässigt wurden. Die ermittelten Geschwindigkeiten lagen in der Beobachtungsebene, sodass außerdem die Geschwindigkeit der Agglomerate in Beobachtungsrichtung unbekannt ist. Die Abschätzung in Abschnitt 4.3 weist zumindest darauf hin, dass die Geschwindigkeiten in der Ebene den Stoß dominieren. Darüber hinaus gilt es zu bedenken, dass die durch Gleichung 2.27 gegebene Definition des Restitutionskoeffizienten für rotationsfreie Agglomerate gültig ist. Diese Vereinfachung ist nötig, da die Rotation der Agglomerate in den Gegenlichtaufnahmen nicht zu analysieren war. Der Verlust oder Gewinn von Rotationsenergie kann jedoch einen Einfluss auf den Restitutionskoeffizienten haben. Dies sind die wahrscheinlichsten Erklärungen für die drei Stöße, in denen ein Wert oberhalb von 1 sowie ein besonders niedriger Wert gemessen wurde. Die Ergebnisse der Berechnungen sind in Abbildung 4.8 zusammengestellt, wobei zu erkennen ist, dass die Restitutionskoeffizienten bei größeren Stoßgeschwindigkeiten geringer werden.

Die Bestimmung der Restitutionskoeffizienten wurde an Stößen mit unterschiedlichen Stoßparametern  $b$  durchgeführt, wobei diese nur in der Beobachtungsebene vermessen werden konnten. Der normierte Stoßparameter  $b/r$  gibt an, wie zentral ein Stoß zweier Kugeln mit Radius  $r$  ist, und hat Einfluss darauf, wie viel der kinetischen Energie des Stoßes dissipiert wird, wobei dies beim zentralen Stoß am effektivsten geschieht (Blum und Münch 1993). Für den Vergleich verschiedener Restitutionskoeffizienten sollten diese nach Möglichkeit auf den zentralen Stoß zurück geführt werden. Hierfür geben Blum und Münch (1993) eine Methode an, welche es ermöglicht, über einen statistischen Ansatz aus dem Quadrat der Restitutionskoeffizienten und Stoßparameter auf den zentralen Stoß zurück zu rechnen. Eine entsprechende Korrektur wäre, mit einigen Anpassungen aufgrund der speziellen Geometrie des Experimentvolumens, auch für die hier beschriebenen Ergebnisse theoretisch möglich. Hiervon wird jedoch aus zwei Gründen abgesehen: Zunächst kann zwar der Stoßparameter  $b$  aus den Trajektorien bestimmt werden. Die Be-

<sup>18</sup>Für 1 g schwere Agglomerate wird diese in Kapitel 5 mit ca.  $42 \text{ cm s}^{-1}$  abgeschätzt.



**Abbildung 4.8:** Während des Experiments gemessene Restitutionskoeffizienten in Abhängigkeit von der Stoßgeschwindigkeit, sowie die Unsicherheiten beider Größen.

stimmung des Kugelradius erweist sich jedoch aufgrund der leicht elliptischen Form als fehlerbehaftet. Dies hat eine entsprechende Unsicherheit des normierten Stoßparameters zur Folge. Des Weiteren hat die erste Auswertung der Stöße bereits eine Geschwindigkeitsabhängigkeit des Restitutionskoeffizienten gezeigt. Daher müsste die Korrektur für unterschiedliche Geschwindigkeitsintervalle durchgeführt werden. Dies hat jedoch zur Folge, dass zu wenige Datenpunkte für diese Methode zur Verfügung stehen.

Neben der Abhängigkeit des Restitutionskoeffizienten von der Stoßgeschwindigkeit ist ebenfalls der Einfluss der Agglomeratmasse von Interesse. Um diesen Vergleich durchzuführen, werden, neben den in dieser Arbeit ermittelten Werten des Restitutionskoeffizienten, ebenfalls die Daten anderer Experimente (siehe Kapitel 2.3) herangezogen und an dieser Stelle kurz zusammengefasst.

Beitz et al. (2011) haben Stöße von 2 cm-großen, gepressten Staubkugeln mit einer Masse von 4,1 g in einem Geschwindigkeitsintervall von  $8 \text{ mm s}^{-1}$  bis  $2 \text{ m s}^{-1}$  untersucht. Der Füllfaktor dieser Agglomerate lag bei  $\phi = 0,5$ . Die Stöße waren aufgrund des Versuchsaufbaues zentral und frei von Rotation. Für diese Experimente wurde der in der vorliegenden Arbeit beschriebene monodisperse  $\text{SiO}_2$ -Staub benutzt. Der Pressvorgang erfolgte analog zu der in Abschnitt 4.2 beschriebenen Herstellung der 1 cm großen Staubagglomerate.

Die in Schröppler et al. (2012) veröffentlichten Restitutionskoeffizienten wurden in Stößen zwischen zylinderförmigen Agglomeraten mit einer Masse von 57 g und 77 g gemessen. Hierzu wurden Zylinder mit Füllfaktoren von 0,3 und 0,4 verwendet. Die Herstellung dieser Zylinder erfolgte durch Kompression des polydispersen SiO<sub>2</sub>-Staubes innerhalb einer Form mit 5 cm Durchmesser und Höhe. Die Geschwindigkeit der Zylinder wurde in allen drei Richtungen gemessen und die Rotation in die Berechnung des Restitutionskoeffizienten mit einbezogen.

Deckers und Teiser (2013) haben Stöße zwischen ähnlich hergestellten Zylindern, ebenfalls aus polydisperser Staub, mit einer Höhe und einem Durchmesser von 12 cm untersucht. Diese wiesen eine Masse von 1500 g und einen Füllfaktor von  $\phi = 0,44$  auf. Auch hier wurden die dreidimensionalen Geschwindigkeiten verwendet. Während für die ersten beiden Quellen die originalen Daten zur Verfügung standen, stellen die Daten aus Deckers und Teiser (2013) Abschätzungen dar, welche auf deren Abbildung 4 basieren. Dort wurden die Restitutionskoeffizienten über der kinetischen Energie aufgetragen. Für die Abschätzungen wurde angenommen, dass die Agglomerate rotationsfrei sind und die angegebenen Energien aus der reduzierten Masse berechnet wurden (Wurm, persönliche Kommunikation).

Ein Vergleich dieser Arbeiten in Abbildung 4.9 zeigt, dass alle ermittelten Werte sowohl eine vergleichbare Größe aufweisen als auch einem ähnlichen, mit der Stoßgeschwindigkeit abnehmenden, Trend folgen. Insbesondere fügen sich die Daten von Beitz et al. (2011) in die anderen ein. Diese haben für sich genommen keine signifikante Abhängigkeit von der Geschwindigkeit gezeigt.

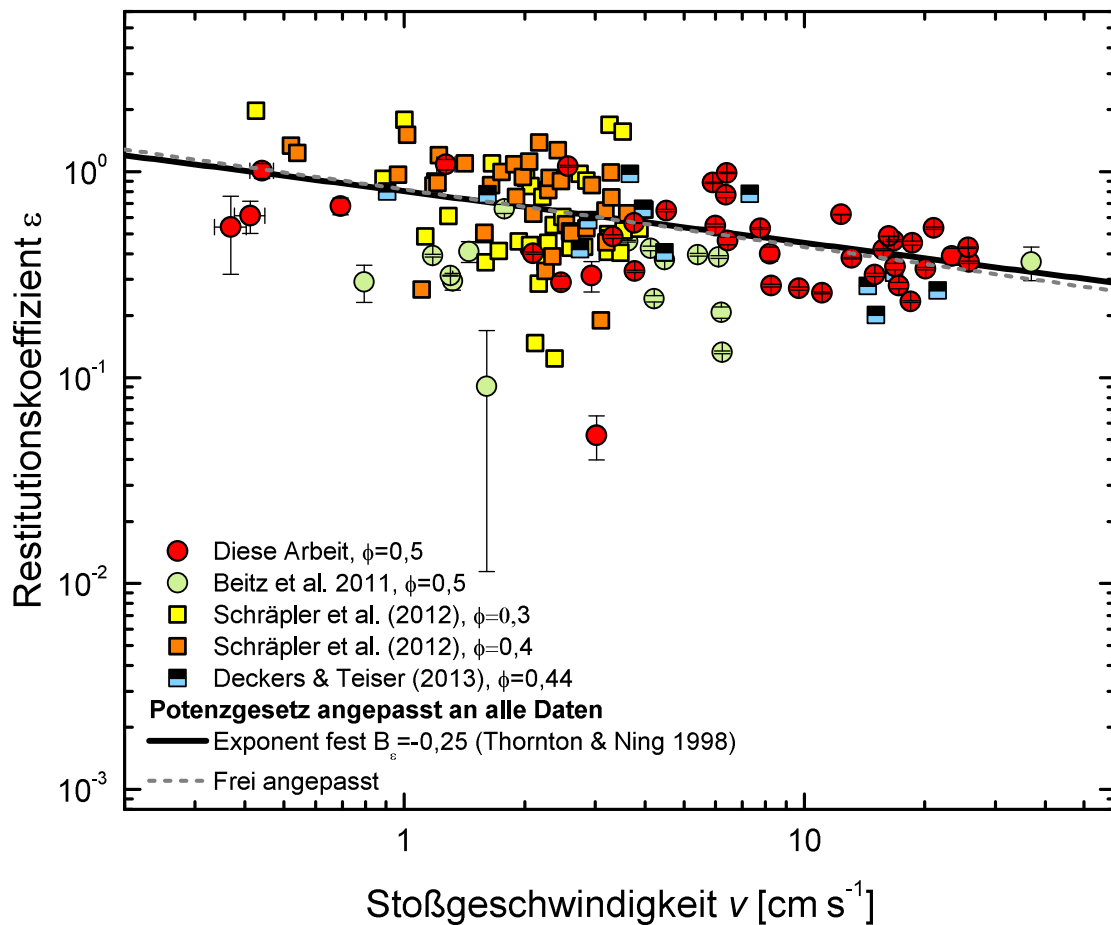
Auch wenn die Ergebnisse qualitativ übereinstimmen, gilt es zu bedenken, dass die kleine Geschwindigkeitskomponente in Richtung der Kamera für die hier betrachteten Experimente nicht vermessen werden konnte, was zu einer Abweichung von den tatsächlichen Werten führen kann. Auch weisen die Experimente untereinander noch eine starke Streuung auf. Es ist anzunehmen, dass der Grund hierfür in den leicht unterschiedlichen, mikroskopischen Strukturen der individuellen Agglomerate liegt.

Um die Restitutionskoeffizienten auf eine mögliche Massenabhängigkeit zu untersuchen, wird an die Daten jedes Experiments ein Potenzgesetz der Form

$$\varepsilon(v) = A_\varepsilon \cdot v^{B_\varepsilon} \quad (4.10)$$

angepasst. Die Stoßtheorie von Thornton und Ning (1998) für Stöße zwischen plastischen/elastischen Kugeln sagt oberhalb einer Grenzgeschwindigkeit, bei welcher der Restitutionskoeffizient maximal wird, eine Potenz mit  $B_\varepsilon = -0,25$  voraus (schwarze Linie in Abbildung 4.9). Mit dieser Annahme lassen sich durch lineare Regression an den Logarithmus der Messwerte die Vorfaktoren  $A_\varepsilon$  berechnen, deren Zusammenstellung sich in Tabelle 4.3 befindet. Des Weiteren können die Werte für  $A_\varepsilon$  und  $B_\varepsilon$  frei bestimmt werden. Die so bestimmten Werte sind in Abbildung 4.10 aufgetragen. Die mit einem festen Potenzgesetz bestimmten Vorfaktoren zeigen, dass die Werte für die mit Zylindern durchgeführten Experimente (quadratische Datenpunkte) alle über  $\varepsilon = 0,85$  liegen. Die im Rahmen dieser Arbeit berechneten Werte für 1,2 cm große Kugeln sind mit diesen ebenfalls vergleichbar. Jedoch sind die von Beitz et al. (2011) durchgeführten Experimente um ca. einen Faktor 2 kleiner als die Werte der anderen Experimente.

Auch die Betrachtung der frei bestimmten Parameter des Potenzgesetzes zeigt keine Abhängigkeit von der Masse. Eine an allen zur Verfügung stehenden Daten durchgeführte



**Abbildung 4.9:** Vergleich der in verschiedenen Veröffentlichungen bestimmten Restitutionskoeffizienten. Stöße zwischen kugelförmigen Stoßpartnern werden durch runde, und Stöße von Zylindern durch quadratische Datenpunkte repräsentiert. Die schwarze Linie stellt ein angepasstes Potenzgesetz, basierend auf dem von Thornton und Ning (1998) vorhergesagten Exponenten von  $-0,25$ , dar. Ein Potenzgesetz mit frei angepassten Vorfaktoren  $A_e$  und  $B_e$  wird durch die graue, gestrichelte Linie dargestellt.

Bestimmung der Parameter zeigt eine gute Übereinstimmung mit dem von Thornton und Ning (1998) vorhergesagten Exponenten. Die hier zur Verfügung stehenden Daten deuten eine Unabhängigkeit des Restitutionskoeffizienten von der Masse an. Es ist jedoch möglich, dass dieser Effekt aufgrund der Streuung der Datenpunkte oder der unterschiedlichen Form und des Materials der untersuchten Agglomerate nicht zu beobachten war. Eine Berechnung der Restitutionskoeffizienten bei Stößen der Agglomerate mit den Wänden des Experimentvolumens ist aufgrund der unregelmäßigen Form der Wände nicht möglich.

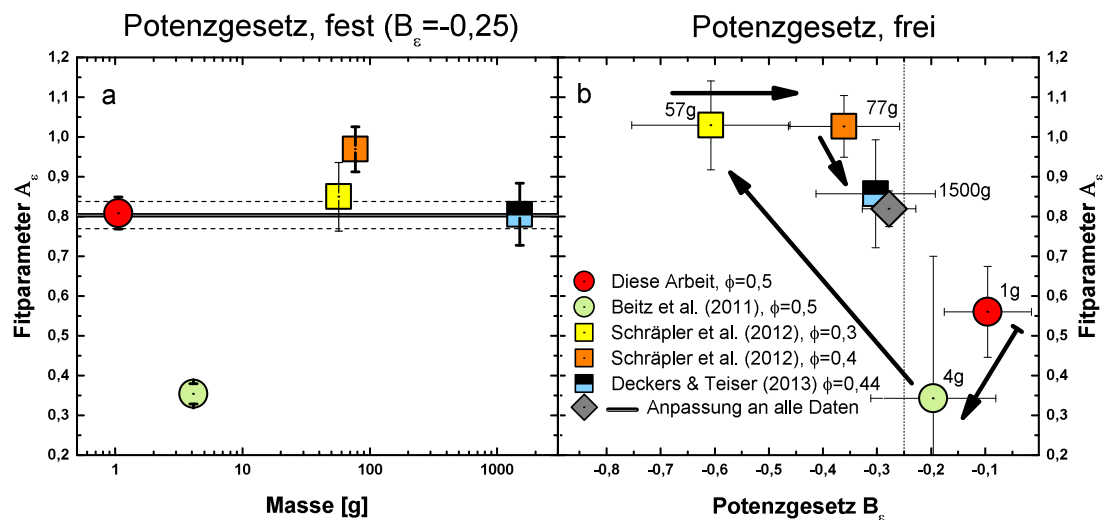
### 4.5.3 Untersuchung der Abrasion der Agglomerate

Abbildung 4.3 zeigt, dass die Oberfläche der Agglomerate nach dem Experiment eine deutlich rauere Struktur mit kleinen Kratern aufwies. Dies spiegelt sich ebenfalls in der geringeren Masse wider, welche bei diesen Agglomeraten gemessen wurde. Die über die Oberfläche verteilten Unregelmäßigkeiten lassen darauf schließen, dass eine Vielzahl von aufeinanderfolgenden Stößen für den Massenverlust verantwortlich war. Wie im Folgen-



**Tabelle 4.3:** Vorfaktoren der Potenzgesetze für die Geschwindigkeitsabhängigkeit des Restitutionskoeffizienten.

	Agglomerat- masse $m$	Volumen- füllfaktor $\phi$	Form	Potenzgesetz fest	freie Parameter	
				$A_\varepsilon$	$A_\varepsilon$	$B_\varepsilon$
Vorliegende Arbeit (Anfangswert)	1 g	$0,54 \pm 0,03$	Kugel	$0,81 \pm 0,04$	$0,56 \pm 0,11$	$-0,10 \pm 0,08$
Beitz et al. (2011)	4 g	0,5	Kugel	$0,35 \pm 0,03$	$0,34 \pm 0,36$	$-0,20 \pm 0,12$
Schräpler et al. (2012)	57 g	0,3	Zylinder	$0,85 \pm 0,09$	$1,03 \pm 0,11$	$-0,61 \pm 0,15$
	77 g	0,4	Zylinder	$0,97 \pm 0,06$	$1,03 \pm 0,08$	$-0,36 \pm 0,10$
Deckers & Teiser (2013)	1500 g	0,44	Zylinder	$0,81 \pm 0,08$	$0,86 \pm 0,14$	$-0,30 \pm 0,11$
Anpassung an alle Daten				$0,80 \pm 0,03$	$0,82 \pm 0,04$	$-0,28 \pm 0,04$

**Abbildung 4.10:** a: Abhängigkeit des Fitparameters  $A_\varepsilon$  von der Masse der Agglomerate bei fester Potenz in Gleichung 4.10. b: Frei bestimmte Werte der Parameter des Potenzgesetzes. Die Pfeile illustrieren die Zunahme der Masse der untersuchten Agglomerate.

den gezeigt wird, kann erst bei den späteren Parabeln eine Reduzierung der Agglomeratgröße festgestellt werden. In Abschnitt 4.4 wurde jedoch gezeigt, dass die Glasplatten zu diesem Zeitpunkt bereits stark verschmutzt waren. Daher ist es nicht möglich, den Massenverlust direkt zu beobachten. Sowohl aufgrund der großen Anzahl von Stößen der Agglomerate untereinander als auch mit der Experimentkammer wird zudem davon ausgegangen, dass bei jedem Kontakt jeweils nur ein geringer Teil des Materials verloren gegangen ist. Um diesen kontinuierlichen Abrieb von dem bekannten Massenverlust in

Form von Fragmentation, Kraterbildung und Erosion abzugrenzen, wird im Folgenden der Begriff Abrasion verwendet.

Die Umrechnung des gemessenen Massenverlustes der Agglomerate in eine damit korrespondierende Reduzierung des Radius erfolgt unter der Annahme, dass sich die Porosität der Agglomerate in den Stößen nicht ändert. Demnach entspricht der gemessene Massenverlust einer Reduzierung des Radius um ca. 6 %. Um dies anhand der Kameraaufnahmen zu überprüfen, wurde in jedem der mit konstantem Grauwert binarisierten Bilder die Größe der Agglomerate bestimmt. Hierzu wurden zunächst alle voneinander separierbaren Flächen ermittelt. Da nur die Größe einzelner Kugeln untersucht werden sollte, wurden bei der Auswertung ausschließlich Agglomerate einbezogen, deren projizierte Fläche innerhalb eines Intervalls von 687 px (50 % der ursprünglichen Fläche der Agglomerate) bis 1512 px (10 % größere Fläche) lag. Dies entspricht Kugelradien zwischen 0,44 cm und 0,65 cm. Der untere Grenzwert stellt sicher, dass Kugelfragmente oder Artefakte aus der Bildbearbeitung nicht fälschlicherweise als Agglomerate registriert wurden. Der obere Grenzwert verhindert darüber hinaus, dass sich überlappende Kugeln in die Auswertung eingehen. Dies reduziert vor allem die Rechenzeit, welche nötig ist, um alle Kugeln zu vermessen. Tests haben gezeigt, dass die exakte Wahl der oberen Grenze nur einen geringen Einfluss auf das Ergebnis hat.

Im nächsten Schritt wurde an jede der verbleibenden Flächen eine Ellipse angepasst. Durch Ausschluss aller Flächen mit einer Elliptizität<sup>19</sup> größer 0,85 wurden nur einzelne und intakte Kugeln berücksichtigt. Die Berechnung des Mittelwertes der Kugelradien erfolgte abschließend für jedes Bild anhand der beiden Halbachsen der angepassten Ellipsen.

In den späteren Experimenten traten mittlere Kugelradien auf, welche über dem zu Beginn angesetzten Grenzwert lagen. Dies ist ein Nebeneffekt der Verunreinigung der Scheiben, was zur Folge hat, dass die Kugeln in den Binärbildern größer und nicht länger kompakt erscheinen, sondern vereinzelte schwarze Pixel im Randbereich aufweisen. Die Fläche der Kugel im Binärbild liegt in diesem Fall unterhalb der oberen gesetzten Grenze. Die an das Bild angepasste Ellipse ist jedoch größer als es eine kompakte Kugel mit vergleichbarer Fläche wäre. Es wurde darauf verzichtet, diese Werte zu entfernen, da die Verunreinigung des Fensters sowohl zur Folge hat, dass Kugeln kleiner als auch größer erscheinen und keine zusätzliche Selektion der Kugeln stattfinden sollte.

Abbildung 4.11 zeigt die zeitliche Entwicklung der mittleren Größe der Agglomerate über die 13 Parabeln, in denen die Agglomerate geschüttelt wurden. Für Parabel 11 liegen aufgrund eines Aufnahmefehlers keine Bilder vor. Die jeweiligen Datenpunkte in der Abbildung geben die mittlere Größe aller analysierten Kugeln des jeweiligen Bildes an, wobei exemplarisch die mit einem Schwellwert von  $\Xi = 90$  erzeugten Bilder verwendet werden. Um die Entwicklung der Kugelradien im Verlauf der Experimente zu untersuchen, zeigt die Abbildung ebenfalls drei gleitende Mittelwerte (gemittelt über jeweils 5000 Bilder), welche auf den unterschiedlichen Binärbildern beruhen. Dabei wird auch der Einfluss der zwei Methoden auf die gemessenen Kugelgrößen deutlich.

Die vorübergehende Verringerung des Mittelwertes zwischen den Parabeln 03 und 04 sowie 07 und 08 ist auf das Ende der Schwerelosigkeitsphase zurückzuführen. Dabei erscheinen die am Boden des Experimentvolumens liegenden Kugeln durch die perspekt-

---

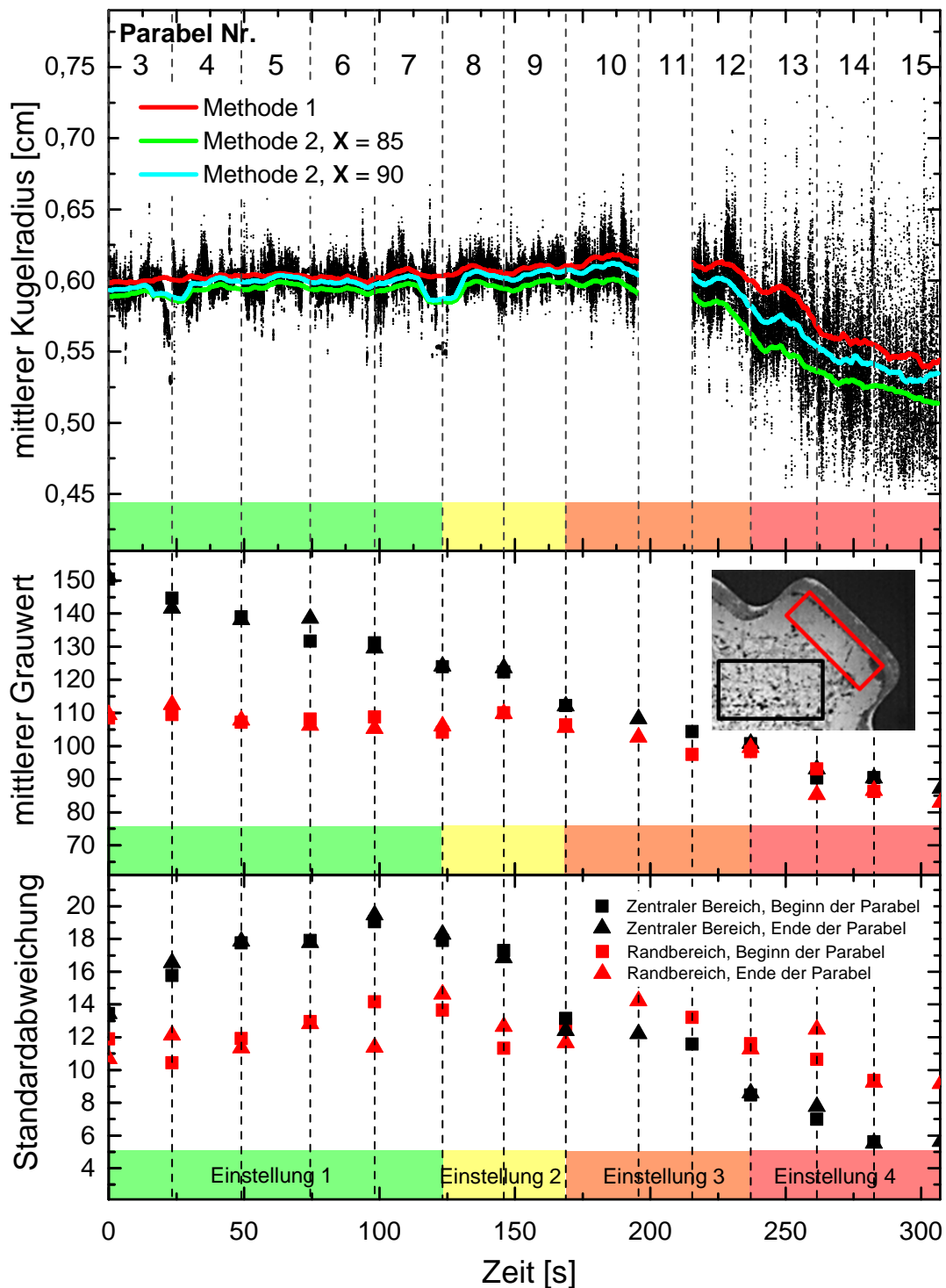
<sup>19</sup>Die Elliptizität bezeichnet das Verhältnis der kleinen zur großen Halbachse einer Ellipse.

tivische Verzerrung kleiner. Dieser Effekt wird durch die beginnende Verschmutzung der Scheiben noch verstärkt. Es ist jedoch zu erkennen, dass der Radius der Kugeln während der ersten Parabeln im Mittel ( $r_{p03-07} = 0,60 \pm 0,01$ ) nahezu konstant war und mit dem zuvor bestimmten Wert ( $r_{\text{Messung}} = 0,63 \pm 0,02$ ) im Rahmen der Unsicherheit übereinstimmt.

Die farbliche Markierung der einzelnen Experimente in den Abbildungen verweist auf die verschiedenen Einstellungen, mit denen die Stöße angeregt wurden. Anhand der gemittelten Kurven lässt sich ab Parabel 10, der ersten mit Einstellung 3, eine Reduzierung der Agglomeratgröße erkennen.

Mit Einsetzen der Abrasion und der damit verbundenen Verschmutzung der Sichtfenster kommt es zu einer größeren Streuung der gemessenen mittleren Kugelradien. Im mittleren Teil der Abbildung 4.11 ist anhand der Reduzierung des mittleren Grauwertes zu erkennen, dass die Verschmutzung der Fenster über alle Experimente mit der Zeit annähernd linear zunahm. Gemessen wurde diese Verschmutzung in Bereichen der Bilder, in denen keine Agglomerate zu sehen sind. Der Fakt, dass die Streuung der gemessenen Agglomeratradien erst bei den späteren Parabeln auftritt, lässt sich dadurch erklären, dass zwei Effekte für die Verunreinigung der Scheibe verantwortlich waren. Betrachtet man die Aufnahmen der ersten Parabeln, ist zu erkennen, dass am Rand des Probenvolumens eine deutlich geringe Verschmutzung auftritt. Dieser Rand hat eine Breite, welche der eines Kugelradius entspricht (siehe eingefügtes Bild in Abbildung 4.11). Der deutliche Unterschied zwischen der anfänglichen Helligkeit des Randes und dem zentralen Bereich ist der Ausleuchtung des Experimentes geschuldet, hat jedoch für die weitere Betrachtung keine Relevanz. Eine Messung der mittleren Grauwerte entlang dieses Randes zeigt, dass dieser für die ersten 10 Parabeln nahezu konstant war. In dieser Phase wurde die Verschmutzung durch Stöße der Agglomerate mit der unteren Glasplatte oder dem Rollen über diese während der Schwerkraftphase zwischen den Parabeln hervorgerufen. Hierbei führte der Übertrag von Staub an die Scheibe allerdings zu keiner signifikanten Reduzierung der Agglomeratgröße. Mit steigenden Stoßgeschwindigkeiten der Agglomerate und dem Einsetzen der Abrasion sind zunehmend kleinere, freie Staubagglomerate entstanden. Diese bewegten sich im Volumen des Experiments, konnten allerdings auch im Randbereich der Glasplatten haften. Dies wird in der Abnahme des dortigen Grauwertes deutlich. Zudem wurde die Verschmutzung der Scheiben zunehmend homogen. Hierzu wurde an die Histogramme der jeweiligen Bereiche, in welchen die mittleren Grauwerte bestimmt wurden, jeweils eine Standardabweichung der einzelnen Werte bestimmt. Es ist in den zentralen Bereichen deutlich zu sehen, dass die durch Massenübertrag hervorgerufenen Spuren der ersten Parabeln zu einer zunehmend größeren Standardabweichung führen, da die Verteilung der Grauwerte in den einzelnen Histogrammen zwei Maxima, den Hintergrund und die Staubspuren, aufweist. Mit zunehmender Verschmutzung sank dieser Wert jedoch durch die gleichmäßige Ansammlung von Staub auf den Scheiben. Für die Randbereiche ist ein derartig deutlicher Verlauf nicht zu erkennen, da die Verschmutzung hier gleichmäßiger stattfand.

Die gleichmäßige Verunreinigung der Scheiben hat dazu geführt, dass die Agglomerate zunehmend diffus abgebildet wurden. Dadurch erscheinen diejenigen, welche nahe an der oberen Scheibe waren, im Binärbild größer als diejenigen am Boden des Probenvolumens. Dies führte dazu, dass die Reduzierung des Kugelradius anhand der Bilder überschätzt wurde. In Tabelle 4.4 ist zu sehen, dass die Verringerung des Radius ca. 10 %



**Abbildung 4.11: Oben:** Entwicklung des mittleren Kugelradius in jedem Bild über die Dauer der Experimente. Dargestellt sind die Datenpunkte der Auswertung mit einem festen Binarisierungsfaktor von  $\Xi = 90$ . Die gleitenden Mittelwerte der anderen zwei verwendeten Schwellwerte sind ebenfalls eingetragen. Die farbigen Balken an der Unterseite der Abbildung repräsentieren die Einstellung des Schüttelmechanismus. **Mitte:** Mittlerer Grauwert als Maß für die Verschmutzung der Scheiben, gemessen im Randbereich (rot) und Zentralbereich (schwarz). Der anfängliche Unterschied beider Messungen beruht auf der inhomogenen Ausleuchtung des Experiments. **Unten:** Standardabweichung der in den unterschiedlichen Bereichen gemessenen Grauwerte.

**Tabelle 4.4:** Mittlerer Radius der Agglomerate vor und nach dem Experiment.

Methode	Bin. Wert $\Xi$	Radius zu Beginn [cm]	Radius- am Ende [cm]	Radius- veränderung
1	n.a.	0,60	0,54	-9,04 %
2	85	0,59	0,51	-12,77 %
2	90	0,59	0,53	-9,85 %
Abschätzung aus Wägung	n.a.	0,63	n.a.	-6 %

beträgt. In Abschnitt 4.5.1 wurde anhand des gemessenen Massenverlusts eine äquivalente Änderung des Radius um 6 % (unter Berücksichtigung der Luftfeuchtigkeit fällt dieser Wert geringer aus) bestimmt.

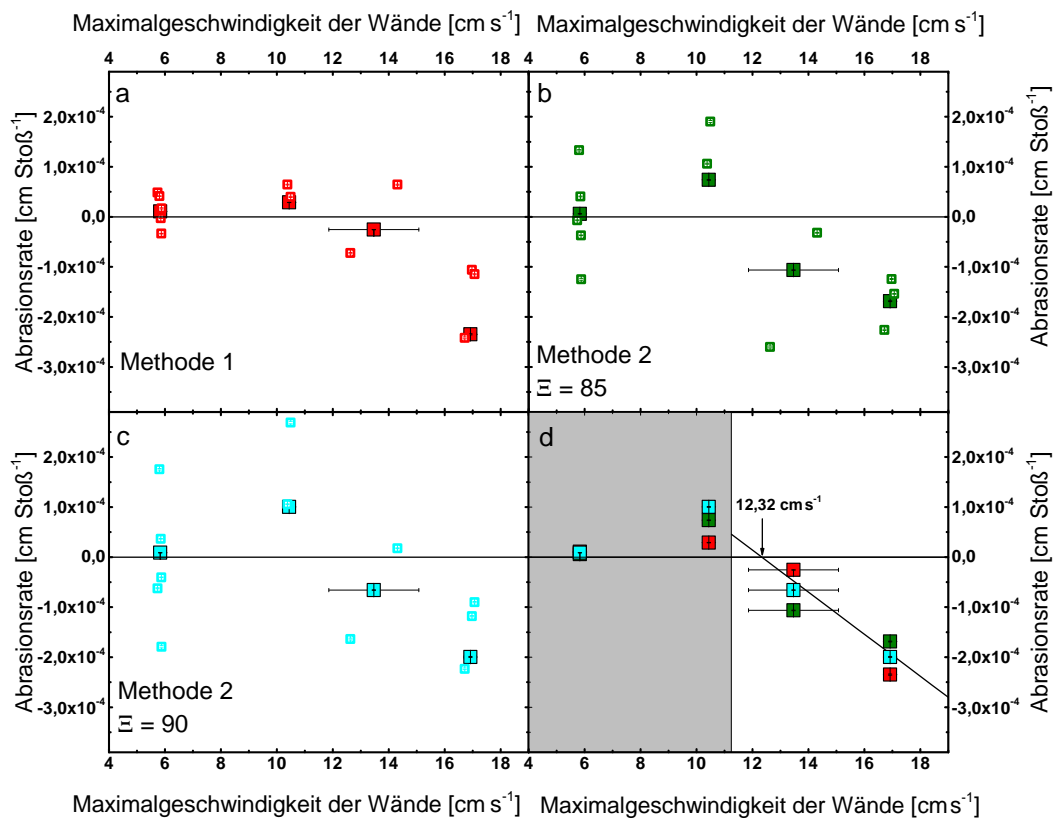
Auch wenn die Vermessung der Agglomerate zu einer Überschätzung des beobachteten Abriebs führt, so kann sie dennoch verwendet werden, um die zeitliche Entwicklung der Agglomerate zu untersuchen. Die Erhöhung der Geschwindigkeiten, mit denen das Experiment angeregt wurde, ermöglicht es abzuschätzen, ab welcher Geschwindigkeit die Abrasion einsetzt. Dies ist vor allem in Hinblick auf einen späteren Vergleich mit der Fragmentation zweier Agglomerate von Interesse (Kapitel 5).

In Abschnitt 4.3 wurde gezeigt, dass die überwiegende Anzahl der Stöße mit der oberen und unteren Glasplatte stattfinden. Die Geschwindigkeiten waren dabei vergleichbar mit denen der Agglomerate untereinander bei der niedrigsten Einstellung des Schüttelmechanismus. Die Tatsache, dass die Abrasion der Agglomerate erst bei höheren Geschwindigkeiten auftrat, lässt den Schluss zu, dass die langsamen Stöße mit den Glasplatten trotz ihrer Häufigkeit einen geringeren Einfluss hatten als die schnelleren Stöße der Agglomerate untereinander und mit den staubbeschichteten Metallwänden. Es wurde bereits dargestellt, dass die Kugeln zwar Masse in Form von „Spuren“ auf die Glasplatten übertrugen, dies jedoch keinen messbaren Einfluss auf ihre Größe hatten. Bei der Bestimmung der Stoßraten, welche für die Berechnung des Massenverlusts pro Stoß benötigt wird, wird daher der Einfluss der Stöße mit den Glasplatten vernachlässigt.

Um zu bestimmen, wie stark sich die Größe der Agglomerate in jedem Stoß verändert hat, wurde zunächst für jeden der vier Geschwindigkeitsbereiche der zeitliche Verlust des Radius bestimmt. Hierzu wurde jeweils ein linearer Verlauf an die gemessenen Kugelradien angepasst. Zum Vergleich wurde darüber hinaus die Entwicklung während der einzelnen Parabeln bestimmt. Aus dieser zeitlichen Veränderung des Radius wurde unter Verwendung der zuvor bestimmten Stoßraten (zwischen zwei Agglomeraten und mit den Wänden, siehe Abschnitt 4.3) die Veränderung des Radius pro Stoß berechnet. Hierbei handelt es sich um den über das projizierte Agglomerat gemittelten Radius. Des Weiteren wird an dieser Stelle davon ausgegangen, dass eine mögliche Massenabhängigkeit der Abrasion bei dem beobachteten Radiusverlust vernachlässigt werden kann. Abbildung 4.12 zeigt die Ergebnisse für die drei verschiedenen Binarisierungsmethoden. Es gilt zu be-

**Tabelle 4.5:** Für die drei Binarisierungsmethoden gemessene Abrasionsraten während der unterschiedlichen Einstellungen des Schüttelmechanismus.

Methode	Bin. Wert $\Xi$	Abrasionsraten Einstellung 1 [cm Stoß <sup>-1</sup> ]	Abrasionsraten Einstellung 2 [cm Stoß <sup>-1</sup> ]	Abrasionsraten Einstellung 3 [cm Stoß <sup>-1</sup> ]	Abrasionsraten Einstellung 4 [cm Stoß <sup>-1</sup> ]
1	n.a.	$1,08 \cdot 10^{-5}$	$2,88 \cdot 10^{-5}$	$-2,56 \cdot 10^{-5}$	$-2,35 \cdot 10^{-4}$
2	85	$6,08 \cdot 10^{-6}$	$7,38 \cdot 10^{-5}$	$-1,06 \cdot 10^{-4}$	$-1,69 \cdot 10^{-4}$
2	90	$8,80 \cdot 10^{-6}$	$1,00 \cdot 10^{-4}$	$-6,59 \cdot 10^{-5}$	$-2,00 \cdot 10^{-4}$



**Abbildung 4.12:** a-c: Abrasionsrate des Radius gemessen an den auf unterschiedliche Weise berechneten Binärbildern. Die unterschiedlichen Farben der Daten beziehen sich auf die verschiedenen Binarisierungsmethoden. Kleine Symbole stehen für die Abrasionsraten der einzelnen Parabeln, große Symbole für die über die Parabeln mit gleicher Einstellungen gemittelten. d: Bestimmung der Geschwindigkeitsabhängigkeit der Abrasionsraten. Die Daten im grau hinterlegten Bereich wurden nicht in die Berechnung einbezogen.

denken, dass sich das Mittel der für die Geschwindigkeitsbereiche bestimmten Raten von den Mittelwerten der einzelnen Parabeln aufgrund der Streuung der Daten unterscheidet.

Die Abnahme des mittleren Radius zeigt, dass – unabhängig von der Methode – Stöße bei den niedrigen Geschwindigkeiten keine signifikante Veränderung des Radius zur Folge hatten. Das vermeintliche Anwachsen der Agglomerate während der mit Stufe 2

durchgeführten Experimente ist ein Artefakt der beginnenden Verunreinigung der Fenster. Für die Experimente bei größeren Geschwindigkeiten ist die Abrasion deutlich an der Änderung des Radius zu erkennen. Die anhand von Methode 1 sowie Methode 2 mit einem Schwellwert von  $\Xi = 85$  und  $90$  bestimmten Raten zeigen, dass der Massenverlust je Stoß mit zunehmender Geschwindigkeit steigt. Anhand dieser Werte kann die Stoßgeschwindigkeit, oberhalb welcher die Abrasion auftritt, berechnet werden. Hierzu wird, wie in dem Graphen rechts unten in Abbildung 4.12 zu sehen, die bei den höchsten zwei Geschwindigkeitsbereichen ermittelten Abrasionsrate verwendet.

Da der genaue funktionale Zusammenhang zwischen der Stärke der Erosion und der Geschwindigkeit unbekannt ist, wird ein linearer Zusammenhang angenommen, um das Einsetzen der Abrasionsrate  $\Upsilon$  zu bestimmen. Aus der Anpassung einer Geraden an die in Abbildung 4.12 dargestellten Daten folgt:

$$\Upsilon = -4,2 \cdot 10^{-5} \text{ cm Stoß}^{-1} \cdot \left( \frac{v_{\text{Wand}}}{1 \text{ cm s}^{-1}} \right) + 5,18 \cdot 10^{-4} \text{ cm Stoß}^{-1} . \quad (4.11)$$

Auf diese Weise ergibt sich die Abschätzung für die Anregungsgeschwindigkeit, ab welcher die abprallenden Stöße mit einem Massenverlust von

$$v_{\text{abr, Wand}} = 12,32 \text{ cm s}^{-1} . \quad (4.12)$$

einhergehen. Dies entspricht nach Gleichung 4.3 und 4.4 einer Stoßgeschwindigkeit von

$$v_{\text{abr, ag/ag}} = (12,57 \pm 2,43) \text{ cm s}^{-1} \quad (4.13)$$

zwischen den Agglomeraten bzw.

$$v_{\text{abr, ag/wa}} = (19,22 \pm 3,51) \text{ cm s}^{-1} \quad (4.14)$$

für Stöße zwischen den Agglomeraten und den Wänden.

Zukünftige Experimente werden zeigen müssen, ob die Abrasion vorwiegend durch die häufigen, jedoch langsameren Stöße der Agglomerate untereinander oder durch die schnelleren, jedoch selteneren Stöße der Agglomerate mit den Wänden hervorgerufen wird. Hierzu wird die Anzahl der Agglomerate gegenüber der Stoßflächen variiert werden müssen. Die angegebenen Fehler basieren lediglich auf der Ungenauigkeit der Umrechnung der Wandgeschwindigkeit in die Stoßgeschwindigkeiten (Gleichungen 4.3 und 4.1), da die Ungenauigkeit der Verlustrate nicht quantifiziert werden konnte. Es muss allerdings bedacht werden, dass der hier ermittelte Wert in Zukunft ebenfalls noch genauer untersucht werden muss, da eine Abrasion nur bei zwei untersuchten Geschwindigkeiten beobachtet wurde.

Die Größenverteilung der durch Abrasion entstehenden Staubfragmente lässt sich aufgrund der Tatsache, dass sie nach dem Experiment auf dem Boden des Experimentvolumens zum Liegen kamen, und dort möglicherweise aneinander gehaftet haben, nur abschätzen. Güttler et al. (2010) konnten zeigen, dass die Größenverteilung der Fragmente nach der Zerstörung millimetergroßer Staubagglomerate bis zu ihrer Auflösungsgröße von  $50 \mu\text{m}$  einem Potenzgesetz folgt. Unter der Annahme, dass dies ebenfalls für die durch Abrasion entstehenden Fragmente gilt, ist davon auszugehen, dass auch eine Population entsteht, welche unterhalb der Auflösungsgrenze von ca.  $300 \mu\text{m px}^{-1}$  des Experiments

liegt und somit zum Wachstum von Agglomeratclustern beitragen kann. Sollten die Fragmente der Abrasion größer sein, so könnten sie in der protoplanetaren Scheibe zudem in einer sekundären – und aufgrund des Größenunterschiedes auch schnelleren – Kollision mit einem größeren Agglomerat ein weiteres Mal fragmentieren oder zu Kraterbildung führen.



## 5 Bestimmung einer neuen Fragmentationsgrenze

Im vorangegangenen Kapitel wurden abprallende Stöße zentimetergroßer Staubagglomerate bei Geschwindigkeiten unterhalb der von Güttler et al. (2010) vorhergesagten, massenunabhängigen Fragmentationsgeschwindigkeit von  $1 \text{ m s}^{-1}$  untersucht. Neuere Untersuchungen von Beitz et al. (2011) haben jedoch gezeigt, dass die Fragmentation 2 cm großer Staubagglomerate bereits bei Geschwindigkeiten von  $18 \text{ cm s}^{-1}$  einsetzt. Auch wenn Kapitel 4 gezeigt hat, dass die verwendeten Agglomerate bei ähnlichen Geschwindigkeiten vorwiegend voneinander abprallen, so konnte ein kleiner, kontinuierlicher Abrieb nachgewiesen werden. Das Einsetzen dieses Prozesses wurde für Stoßgeschwindigkeiten von  $12,57 \text{ cm s}^{-1}$  (zwischen den Agglomeraten) bzw.  $19,22 \text{ cm s}^{-1}$  (Stöße mit den Wänden) berechnet. Im Rahmen dieses Kapitels wird unter Verwendung von in der Literatur zu findenden Fragmentationsexperimenten eine massenabhängige Fragmentationsgeschwindigkeit abgeleitet und mit der im vorangegangenen Kapitel bestimmten Geschwindigkeit, ab welcher Abrasion einsetzt, verglichen.

### 5.1 Massenabhängigkeit der Fragmentationsgeschwindigkeit

Die Annahme einer konstanten Fragmentationsgeschwindigkeit im Stoßmodell von Güttler et al. (2010) war der Tatsache geschuldet, dass zum damaligen Zeitpunkt nur die Daten eines Experimentes zur Verfügung standen. Blum und Münch (1993, B&M 1993) untersuchten Stöße zwischen Agglomeraten mit einer Masse von ca.  $4 \cdot 10^{-4} \text{ g}$  und einer Größe von ca. 0,9 mm aus einem  $\text{ZrSiO}_4$ -Pulver mit Volumenfüllfaktoren von  $\phi = 0,26$ . Für diese Agglomerate wurde ein Einsetzen der Fragmentation bei einer Geschwindigkeit von  $v_1 = 1,01 \text{ m s}^{-1}$  beobachtet. Darüber hinaus war es ihnen möglich, bei  $v_{0,5} = 6,20 \text{ m s}^{-1}$  die Geschwindigkeit zu bestimmen, ab welcher eine katastrophale Fragmentation eintritt.

Seither wurden weitere Experimente durchgeführt, welche die Fragmentationsgeschwindigkeit von porösen Staubagglomeraten gleicher Größe untersuchen. Die an dieser Stelle beschriebenen und in Tabelle 5.1 zusammengefassten Arbeiten wurden mit den zwei ebenfalls in dieser Arbeit verwendeten mono- und polydispersen Analogmaterialien durchgeführt (Abschnitt 2.5).

Beitz et al. (2011, B 2011) haben zentrale Stöße zwischen gepressten Staubagglomeraten aus monodispersen Staub mit einem Durchmesser von 2 cm, einer Masse von 4,1 g und einem Volumenfüllfaktor von  $\phi = 0,5$  untersucht. Basierend auf den unter-

**Tabelle 5.1:** Übersicht über Experimente, bei denen die Fragmentationsgeschwindigkeit von Staubagglomeraten bestimmt wurde. Bei den Experimenten von Schröppler et al. (2012) und Deckers und Teiser (2013) wurde das Einsetzen der katastrophalen Fragmentation nicht gemessen. Die letzte Spalte gibt die Fragmentationsgeschwindigkeit an, welche basierend auf Gleichung 5.1 berechnet wurde.

B&W 1993: Blum und Münch (1993), B 2011: Beitz et al. (2011), S 2012: Schröppler et al. (2012), D&T 2013: Deckers und Teiser (2013).

Veröffentlichung	Form	Material	Größe [cm]	m [g]	$\phi$	$v_1$ [cm s <sup>-1</sup> ]	$v_{0,5}$ [cm s <sup>-1</sup> ]	$v_{1,fit}$ [cm s <sup>-1</sup> ]
B&M 1993	Kugel	ZrSiO <sub>4</sub>	0,09	$4 \cdot 10^{-4}$	0,26	101	620	162
B 2011	Kugel	1,5 $\mu$ m SiO <sub>2</sub>	2	4,1	0,5	18	64	37
S 2012	Zylinder	polydispers SiO <sub>2</sub>	5*	57/77	0,3/0,4	$40 \pm 10$	n.a.	23/24
D&T 2013	Zylinder	polydispers SiO <sub>2</sub>	12*	1500	$0,437 \pm 0,004$	$16,2 \pm 0,4$	n.a.	14

\*Höhe der Zylinder entspricht ihrem Durchmesser

suchten Stößen haben sie ein Einsetzen der Fragmentation bei einer Geschwindigkeit von  $18 \text{ cm s}^{-1}$  berechnet. Die katastrophale Fragmentation trat ab  $v_{0,5} = 64 \text{ cm s}^{-1}$  auf.

Schröppler et al. (2012) und Deckers und Teiser (2013) haben in ihren Arbeiten Stöße zwischen gepressten Staubzylindern untersucht. Für beide Experimente wurde das polydisperse Analogmaterial verwendet.

Schröppler et al. (2012, S 2012) verwendeten Zylinder mit einem Durchmesser und einer Höhe von 5 cm. Durchgeführt wurden Messreihen mit Volumenfüllfaktoren von  $\phi = 0,3$  und  $\phi = 0,4$ , was Agglomeratmassen von 57 g bzw. 77 g entspricht. Für beide Messreihen wird die Geschwindigkeit, ab welcher Fragmentation auftritt, mit  $v_1 = (40 \pm 10) \text{ cm s}^{-1}$  angegeben.

Die in Deckers und Teiser (2013, D&T 2013) untersuchten Agglomerate wurden aus dem gleichen Material hergestellt. Die Zylinder wiesen eine Masse von ca. 1500 g, einen Durchmesser sowie eine Höhe von 12 cm und einen Volumenfüllfaktor von  $\phi = 0,437 \pm 0,004$  auf. Das Einsetzen der Fragmentation wurde bei einer Geschwindigkeit von  $(16,2 \pm 0,4) \text{ cm s}^{-1}$  ermittelt.

Basierend auf den beschriebenen Experimenten kann eine neue Fragmentationsgrenze berechnet werden<sup>20</sup>. Die in den Experimenten bestimmten Geschwindigkeiten, bei denen die Fragmentation einsetzt, zeigen auf den ersten Blick, dass größere Agglomerate bei kleineren Geschwindigkeiten zerbrechen. Wie bei der Bestimmung der Haftgrenze in Abschnitt 3.5.2 wird davon ausgegangen, dass sich die Massenabhängigkeit der Fragmentationsgrenze durch ein Potenzgesetz beschreiben lässt. Um alle Datenpunkte gleichermaßen zu gewichten, werden die Parameter der Funktion durch eine an den Logarithmus der

<sup>20</sup>An dieser Stelle werden die Ergebnisse von Deckers und Teiser (2014) sowie Bukhari Syed et al. (eingereicht) nicht mit einbezogen. Erstere Experimente weisen mit einem Übergang von Massentransfer zu katastrophaler Fragmentation ein deutlich anderes Fragmentationsverhalten auf, als es in den hier aufgeführten Arbeiten beobachtet wird. Ein Vergleich wird in Abschnitt 6.6 durchgeführt. Die Ergebnisse von Bukhari Syed et al. (eingereicht) werden später in diesem Abschnitt diskutiert.

Daten angepasste Ausgleichsgerade bestimmt. Daraus ergibt sich für das Einsetzen der Fragmentation folgender Zusammenhang:

$$\frac{m}{1 \text{ g}} = 10^{10,3} \cdot \left( \frac{v_1}{1 \text{ cm s}^{-1}} \right)^{-6,2} . \quad (5.1)$$

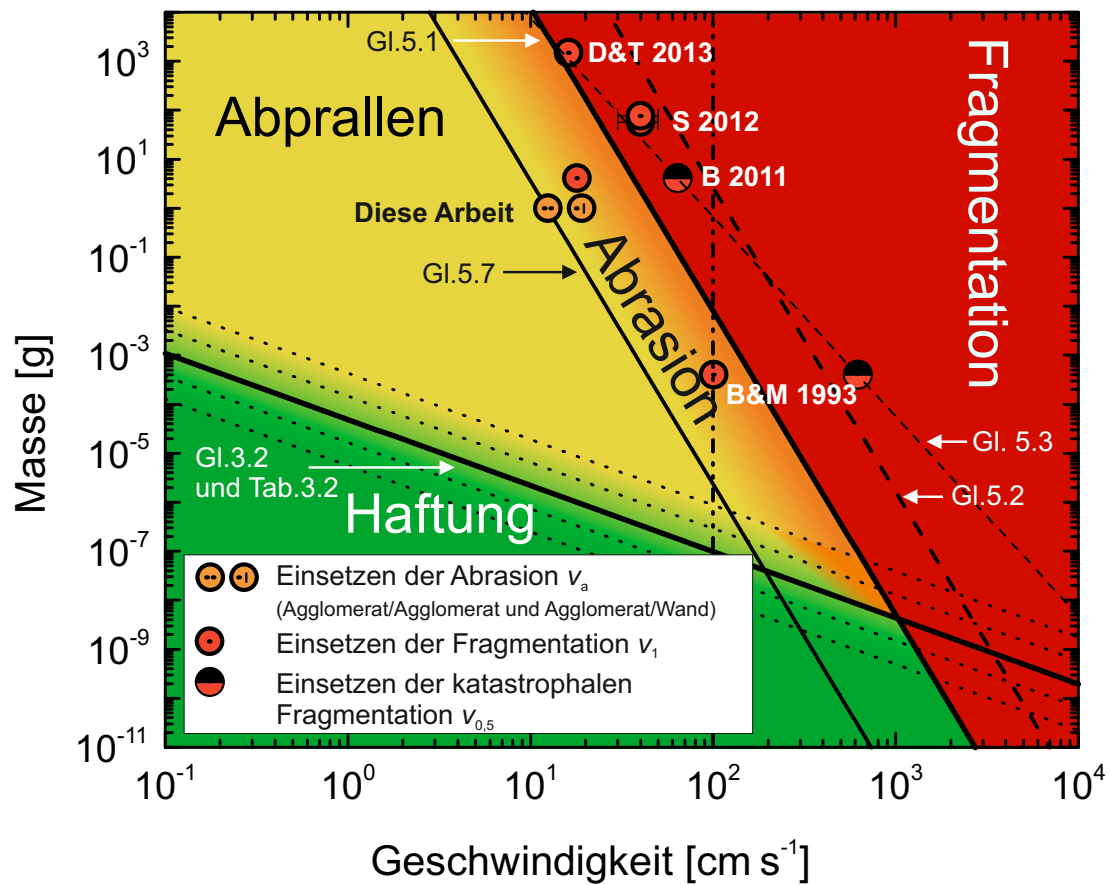
Auch das Einsetzen der katastrophalen Fragmentation scheint eine Massenabhängigkeit aufzuweisen. Hierfür stehen die Daten der Experimente von Blum und Münch (1993) und Beitz et al. (2011) zur Verfügung. Unter der Annahme, dass diese Grenze dem gleichen Potenzgesetz mit gleicher Potenz wie die Fragmentation folgt, ergibt sich

$$\frac{m}{1 \text{ g}} = 10^{12,8} \cdot \left( \frac{v_{0,5}}{1 \text{ cm s}^{-1}} \right)^{-6,2} . \quad (5.2)$$

Alternativ kann dieser Übergang durch ein Potenzgesetz, welches durch die gemessenen Werte verläuft, beschrieben werden:

$$\frac{m}{1 \text{ g}} = 10^{8,0} \cdot \left( \frac{v_{0,5}}{1 \text{ cm s}^{-1}} \right)^{-4,1} . \quad (5.3)$$

Abbildung 5.1 zeigt den neu bestimmten Übergang zwischen den Regimen der abprallenden Stöße und der Fragmentation sowie die in Tabelle 5.1 aufgeführten Ergebnisse der berücksichtigten Experimente. Deutlich ist sowohl die Massenabhängigkeit der Fragmentationsgeschwindigkeit als auch die Abweichung der einzelnen gemessenen Geschwindigkeiten von der berechneten Grenze zu erkennen. Besonders stark ist diese Abweichung bei den Experimenten von Beitz et al. (2011), welche bei geringeren Geschwindigkeiten fragmentieren als es die anderen Experimente erwarten lassen. Dies kann möglicherweise auf eine unterschiedliche Stabilität der kugelförmigen und zylinderförmigen Agglomerate hinweisen. Ein Indiz hierfür geben die kürzlich von Bukhari Syed et al. (eingereicht) gefundenen Ergebnisse für Stöße zwischen Staubzylindern unterschiedlicher Massenverhältnisse, welche mit der gleichen Methode wie der von Schräpler et al. (2012) verwendet hergestellt wurden. Von Interesse ist hier vor allem die Untersuchung der Stöße von Agglomeraten gleicher Größe. Bukhari Syed et al. (eingereicht) konnten zeigen, dass die Massenabhängigkeit der Fragmentation – sowohl für das Einsetzen dieser, als auch im Falle der Geschwindigkeit, bei welcher katastrophale Fragmentation einsetzt – einem Potenzgesetz ungefähr proportional zu  $m^{-1/4}$  folgt. Diese Steigung ist durchaus vergleichbar mit der in Gleichung 5.1 angegebenen. Jedoch weichen die absoluten Werte deutlich von den hier betrachteten ab. Die von Bukhari Syed et al. (eingereicht) experimentell bestimmten Werte für  $v_1$  sind um einen Faktor 2,8 bis 3,8 höher die aus Gleichung 5.1 folgenden Geschwindigkeiten. Für  $v_{0,5}$  sind die Werte um einen Faktor 3,7 bis 7,0 erhöht. Allerdings ist die Abweichung zu den Experimenten von Schräpler et al. (2012), welche mit in der gleichen Weise hergestellten zylindrischen Proben durchgeführt wurden, am geringsten (Faktor 1,55). Dahingegen beträgt die Abweichung zu den kugelförmigen Proben von Beitz et al. (2011) einen Faktor 7. Es ist möglich, dass die unterschiedlich geformten Agglomerate bei der Herstellung unterschiedlich homogen kompaktiert wurden (Beitz & Blum, persönliche Mitteilung). Neben der Form unterscheiden sich diese Agglomerate durch ihren höheren Volumenfüllfaktor ( $\phi = 0,55$ ) von den zylindrischen



**Abbildung 5.1:** Die neue, massenabhängige Fragmentationsgrenze für Stöße zwischen Staubagglomeraten gleicher Größe. Die durchgezogenen Linien beziehen sich auf das Einsetzen der Fragmentation (rot) bzw. Abrasion (Übergang von gelb zu rot), die gestrichelten Linien auf die katastrophale Fragmentation. Die Ergebnisse der in Tabelle 5.1 aufgeführten Experimente sind zum Vergleich eingetragen. Die ursprüngliche Fragmentationsgrenze bei  $1 \text{ m s}^{-1}$  wird durch eine vertikale Punkt-Strich-Linie dargestellt. Der Übergang zwischen Haftung (grün) und Abprallen (gelb) beruht auf Kapitel 3. Abkürzungen siehe Tabelle 5.1.

Proben von Schröpfer et al. (2012) ( $\phi = 0, 3/0, 4$ ) und Bukhari Syed et al. (eingereicht) ( $\phi = 0, 35$ ). Auch der Einfluss der Porosität auf das Fragmentationsverhalten wurde bisher nicht systematisch untersucht und stellt eine mögliche Ursache für die beobachteten Unterschiede dar.

Als weitere Erklärung für die Diskrepanzen führen Schröpfer et al. (2012) an, dass zwischen den Monomeren des polydispersen, irregulären Staubes geringere Kontaktkräfte herrschen als zwischen den kugelförmigen Staubkörnern. Somit ist es einfacher möglich, kleine Veränderungen innerhalb des Agglomerates zu erzeugen und Energie zu dissipieren, ohne es zu zerstören. Polydisperses Pulver ( $\text{ZrSiO}_4$ ) wurde jedoch auch von Blum und Münch (1993) verwendet, deren Werte ebenfalls bei kleineren Geschwindigkeiten liegen als durch Gleichung 5.1 vorhergesagt wird.

Aus den genannten Gründen müssen die hier betrachteten Grenzen für die Fragmentation als Abschätzung betrachtet werden. Sie ermöglichen jedoch eine Untersuchung des Einflusses der massenabhängigen Fragmentationsgrenze im Rahmen von Wachstumssimulationen. Die hier betrachteten Experimente wurden mit Agglomeraten durchgeführt,

welche eine höhere Masse aufwiesen als die zuvor von Blum und Münch (1993) verwendeten. Es lässt sich daher keine zuverlässige Aussage über die Fragmentation von kleineren Agglomeraten treffen. Basierend auf den hier betrachteten Ergebnissen ist jedoch davon auszugehen, dass diese widerstandsfähiger gegenüber Kollisionen sind als die kleinsten bisher untersuchten Agglomerate. Anhand der verfügbaren Daten lässt sich ebenfalls keine Aussage über das Fragmentationsverhalten von Agglomeraten treffen, die deutlich schwerer sind als 1500 g. Allerdings liegt der Fokus und die Anwendung des hier vorgestellten Modells zumeist auf der Simulation des Wachstums von kleineren Objekten.

## 5.2 Beschreibung der Massenabhängigkeit der Abrasion

Bei der bisherigen Betrachtung der Fragmentationsgrenze wurde die in Kapitel 4 eingeführte Abrasion nicht berücksichtigt. Ein Vergleich der aus dem Experiment bestimmten Geschwindigkeiten, ab welchen Abrasion auftritt ( $12,57 \text{ cm s}^{-1}$  für Stöße zwischen Agglomeraten bzw.  $19,22 \text{ cm s}^{-1}$  für Stöße mit den Wänden), zeigt, dass diese deutlich geringer sind als die aus Gleichung 5.1 resultierende Fragmentationsgeschwindigkeit von ca.  $46 \text{ cm s}^{-1}$ . Ähnliches trifft auch für die Ergebnisse von Beitz et al. (2011) zu, deren Fragmentationsgeschwindigkeit von  $18 \text{ cm s}^{-1}$  deutlich geringer ist als der Vergleich mit den anderen Experimenten vermuten ließe und dies durch Gleichung 5.1 vorhergesagt wird. Es wird daher diskutiert, inwieweit es sich bei der Abrasion um das Einsetzen der Fragmentation handeln kann. Die Bestimmung dieser Geschwindigkeit erfolgt durch die Extrapolation von Experimenten bei höheren Geschwindigkeiten (siehe Abbildung 8 in Beitz et al. 2011). Es ist daher möglich, dass der tatsächliche Wert geringer ist. Für Berechnung haben Beitz et al. (2011) die Stärke der Fragmentation  $\mu$  bei unterschiedlichen Geschwindigkeiten bestimmt und unter Annahme, dass die Abhängigkeit dieser Größe von der Stoßgeschwindigkeit durch ein Potenzgesetz beschrieben werden kann, das Einsetzen der Fragmentation berechnet. Dies ist vergleichbar mit der Methode, welche verwendet wurde, um die Geschwindigkeit zu bestimmen, ab welcher Abrasion auftritt. Auch hier wurde durch Extrapolation der Messergebnisse die Geschwindigkeit berechnet, ab der Massenverlust in einem Stoß auftritt. Allerdings wurde aufgrund der geringen Anzahl von verfügbaren Datenpunkten ein linearer Zusammenhang gewählt. Dabei war der Massenverlust in einzelnen Stößen so gering, dass er in Einzelstoßexperimenten nicht nachweisbar wäre.

Um einen Vergleich der Abrasion mit der im vorherigen Abschnitt eingeführten Fragmentationsgrenze durchzuführen, muss der gemessene Radiusverlust durch Abrasion in eine Fragmentationsstärke umgerechnet werden. Hierfür gilt

$$\mu = 1 - \frac{\Delta m}{m_0} = 1 - \frac{r_0^3 - r_1^3}{r_0^3}, \quad (5.4)$$

wobei  $\Delta m = m_0 - m_1$  der Massenverlust in einem Stoß und  $r_1 = r_0 - \Upsilon \cdot (1 \text{ Stoß})$  der Radius des Agglomerates nach einem Stoß ist. Mit Gleichung 4.11 gilt für die Geschwindigkeit, welche nötig ist, um eine bestimmte Fragmentationsstärke zu erreichen,

$$\frac{v(\mu)}{1 \text{ cm s}^{-1}} = \frac{r_0(\sqrt[3]{\mu} - 1) - 5,18 \cdot 10^{-4} \text{ cm Stoß}^{-1} \cdot 1 \text{ Stoß}}{-4,2 \cdot 10^{-5} \text{ cm Stoß}^{-1} \cdot 1 \text{ Stoß}}. \quad (5.5)$$

Aus dieser Gleichung folgt, dass eine Geschwindigkeit von  $62,5 \text{ cm s}^{-1}$  nötig ist, um mit Abrasion eine äquivalente Fragmentationsstärke von  $\mu = 0,99$  zu erreichen. Für Werte von  $\mu = 0,95$ ,  $\mu = 0,90$  und  $\mu = 0,50$  sind Geschwindigkeiten von  $266,6 \text{ cm s}^{-1}$ ,  $530,0 \text{ cm s}^{-1}$  bzw.  $3106,8 \text{ cm s}^{-1}$  nötig, welche deutlich über den beobachteten Fragmentationsgeschwindigkeiten liegen. In dieser Diskrepanz zeigt sich, dass der Übergang zwischen Abrasion und Fragmentation noch nicht vollständig verstanden ist.

Die derzeitige Beschreibung der Abrasion hat durch den linearen Ansatz für die Abrasionsstärke von Agglomeraten der Masse  $1 \text{ g}$  eine Unstetigkeit bei der Fragmentationsgeschwindigkeit  $v_1$  zur Folge. Aus der Abrasion folgt ein endlicher Wert von

$$\frac{\Upsilon|_{m=1 \text{ g}, v=v_1(1 \text{ g})}}{0,6 \text{ cm}} = -0,235 \% \text{ Stoß}^{-1}, \quad (5.6)$$

wohingegen per Definition die Fragmentation an dieser Stelle einsetzt und kein Massenverlust auftritt. In Abschnitt 6.5 wird gezeigt werden, dass diese unstetige Stelle in der Beschreibung des Massenverlusts nur mit einem geringen Sprung gegenüber der Fragmentationsstärke  $\mu$  verbunden ist. Eine genauere Beschreibung des Übergangs zwischen Abrasion und Fragmentation wird erst durch weitere Experimente ermöglicht werden.

In Abbildung 5.1 wird der Übergang hin zur Erosion durch einen Farbverlauf von gelb (Abprallen) zu rot (Fragmentation) dargestellt. Der Beginn dieses Übergangs beruht auf den durchgeführten Experimenten, für die ein Einsetzen der Erosion bei ca.  $12,57 \text{ cm s}^{-1}$  berechnet wurde. Betrachtet wird hier die Stoßgeschwindigkeit zwischen den Agglomeraten. Für die weniger häufigen Stöße der Agglomerate mit den Wänden läge die Geschwindigkeit bei  $19,22 \text{ cm s}^{-1}$  und somit näher an dem von Beitz et al. (2011) ermittelten Einsetzen der Fragmentation. Zusammen mit der Masse der Agglomerate von  $1 \text{ g}$  ergibt sich

$$\frac{m}{1 \text{ g}} = 10^{6,8} \cdot \left( \frac{v_{\text{abr}}}{1 \text{ cm s}^{-1}} \right)^{-6,2}, \quad (5.7)$$

wobei davon ausgegangen wird, dass die Abrasion einem Potenzgesetz mit gleichem Exponenten folgt wie das Einsetzen der Fragmentation (Gleichung 5.1). Diese Annahme muss aufgrund des Fehlens weiterer experimenteller Daten gemacht werden.

In Abbildung 5.1 findet sich des Weiteren ein Bereich des Parameterraums, in dem sich die Regime, in welchen Haftung, Abprallen und Abrasion vorhergesagt werden, überschneiden. Dieser wird durch eine Vermischung der verwendeten Farben gekennzeichnet. Da sich an dieser Stelle die Vorhersagen von Haftung, Abprallen und Abrasion überlagern und noch keine Experimente in diesem Bereich des Parameterraums durchgeführt wurden, soll dies andeuten, dass momentan keine sicheren Aussagen über die Ergebnisse von Stößen gemacht werden können. Allerdings sagen die in Kapitel 2 vorgestellten Nebelmodelle voraus, dass die mittleren Stoßgeschwindigkeiten von Agglomeraten der entsprechenden Größe geringer sind und somit dieser Teil des Parameterraums unter den Bedingungen in einer protoplanetaren Scheibe nicht erreicht wird. Selbst bei Turbulenz ist davon auszugehen, dass Stöße in diesem Bereich des Parameterraums zu vernachlässigen sind.

## 6 Überarbeitung und Diskussion des Stoßmodells

Simulationen des Wachstums protoplanetarer Körper sind auf die Verwendung von Stoßmodellen angewiesen. Eines der komplexesten Modelle war bisher das eingangs vorgestellte Modell von Güttler et al. (2010). Die Ergebnisse der in den vorangegangenen Kapiteln diskutierten Experimente zum Übergang zwischen den unterschiedlichen Stoßregimen haben jedoch gezeigt, dass einige Anpassungen nötig sind (Abschnitt 6.1). Um den Vergleich mit vorherigen Modellen zu ermöglichen und potentielle „Wachstumspfade“ zu identifizieren, wird das Modell in Abschnitt 6.2, analog zu Windmark et al. (2012a), in die von Weidenschilling und Cuzzi (1993) eingeführte Darstellung der Stoßgeschwindigkeiten eingetragen (siehe Abschnitt 2.2.2). In Abschnitt 6.3 wird eine abgewandelte Version des Stoßmodells vorgestellt, in welcher die Abrasion als Einsetzen der Fragmentation betrachtet wird. Der Einfluss der untersuchten Nebelmodelle, des Abstands zur Sonne und der Turbulenz wird in Abschnitt 6.4 untersucht. In Abschnitt 6.5 wird die Effektivität der Abrasion abgeschätzt und in Hinblick auf das Wachstum von Staubagglomeraten diskutiert. Darüber hinaus werden in Abschnitt 6.6 drei Experimente zu Effekten, welche dem Wachstum ebenfalls entgegenwirken, betrachtet. Deren Ergebnisse konnten aus verschiedenen, dort ausgeführten, Gründen noch nicht in das Stoßmodell integriert werden, haben jedoch einen potentiellen Einfluss auf die protoplanetaren Wachstumsprozesse. Abschließend wird das in diesem Kapitel ausgearbeitete Stoßmodell auf Agglomerate aus kleineren Monomeren sowie Wassereispartikeln extrapoliert und die sich daraus ergebenden Effekte diskutiert (Abschnitt 6.7).

### 6.1 Verallgemeinerung des Stoßmodells auf beliebige Massenverhältnisse

Die experimentelle Untersuchung der Stöße von Staubagglomeraten erfolgt in der Regel anhand von Objekten vergleichbarer oder sehr unterschiedlicher Größe. Im letzteren Fall werden meist Einschläge von kleinen, beispielsweise millimetergroßen, Agglomeraten auf einem schweren *Target* untersucht. Es ist jedoch davon auszugehen, dass Stöße in protoplanetaren Scheiben zwischen Objekten aller Größen möglich sind. Wie einleitend in Kapitel 1 beschrieben, trägt das Stoßmodell von Güttler et al. (2010) diesem Fakt Rechnung, indem es das Massenverhältnis der Stoßpartner als binären Parameter behandelt. Stöße werden in die Kategorien „gleich große“ oder „unterschiedlich große“ Stoßpartner eingeteilt, wobei in der Regel ein Massenverhältnis von 1:100 als Grenzwert verwendet

wird.

In Abschnitt 2.3.2 wurde bereits ausgeführt, dass das Stoßmodell von Windmark et al. (2012a) zwischen diesen beiden Extremfällen interpoliert, indem die Agglomerate im Schwerpunktsystem betrachtet werden und zwei fiktive Stöße zwischen je einem der Stoßpartner und einem identischen Spiegelteilchen untersucht werden. Dabei ist die jeweilige Stoßgeschwindigkeit  $v_{p/t}$  durch Gleichung 2.29 gegeben. Diese Darstellung soll im Folgenden auf die Ergebnisse dieser Arbeit angewendet werden.

Für beide Stöße wird anhand von Gleichung 5.1 und 5.2 die Stärke der Fragmentation  $\mu$  berechnet. Dabei wird davon ausgegangen, dass die gesamte kinetische Energie für die Fragmentation zur Verfügung steht. Unter Annahme einer logarithmischen Zunahme der Fragmentationsstärke zwischen dem Einsetzen und der katastrophalen Fragmentation ergibt sich der Zusammenhang

$$\frac{m_{p/t}}{1 \text{ g}} = 10^{-5\mu+15,3} \left( \frac{v_{p/t}}{1 \text{ cm s}^{-1}} \right)^{-6,2}. \quad (6.1)$$

Als Ausdruck für die Stärke der Fragmentation gilt

$$\mu_{p/t} = -\frac{1}{5} \left( \log \left( \frac{m_{p/t}}{1 \text{ g}} \left( \frac{v_{p/t}}{1 \text{ cm s}^{-1}} \right)^{6,2} \right) - 15,3 \right), \quad (6.2)$$

wobei der Grad der Fragmentation im Intervall  $\mu_{p/t} \in [0, 1]$  liegt. Größere Werte werden als keine und kleinere als vollständige Fragmentation betrachtet.

Stoßen zwei Staubagglomerate, ergeben sich somit drei von der Geschwindigkeit und den Agglomeratmassen abhängige Fälle:

### 1. Haftung, Abprallen oder Abrasion der Agglomerate ( $\mu_p \geq 1$ und $\mu_t \geq 1$ )

Aus den Gleichungen 3.2 und 3.5 folgt für den Übergang zwischen haftenden und abprallenden Stößen

$$\frac{m_{p/t}}{1 \text{ g}} = a_{st} \cdot \left( \frac{v_{p/t}}{1 \text{ cm s}^{-1}} \right)^{b_{st}} \cdot 10^{-b_{st} \frac{P_{stick}-0,5}{\tau}}. \quad (6.3)$$

Für die Parameter dieser Gleichung werden die in Kapitel 3 berechneten Werte verwendet, welche die beste Trennung von haftenden und abprallenden Stößen ergeben haben ( $a_{st} = 10^{-4,31}$ ,  $b_{st} = -1,35$  und  $\tau = -0,71$  (Tabelle 3.2)). Aus Gleichung 6.3 lässt sich

$$P_{stick} = -\frac{\tau}{b_{st}} \log(m a_{st}^{-1} v^{-b_{st}}) + 0,5 \quad (6.4)$$

ableiten.

Im Falle abprallender Stöße ( $P_{stick} \leq 0$ ) ist ein geringer Massenverlust durch die in Abschnitt 4.5.3 eingeführte Abrasion möglich, deren Einsetzen durch

$$\frac{m}{1 \text{ g}} = 10^{6,8} \cdot \left( \frac{v_{abr}}{1 \text{ cm s}^{-1}} \right)^{-6,2} \quad (6.5)$$

beschrieben wird (Gleichung 5.7).



**2. Massentransfer oder Kraterbildung ( $\mu_p < 1$  und  $\mu_t \gtrsim 1$ )**

An dieser Stelle werden die gleichen Annahmen und Werte wie in Windmark et al. (2012a) verwendet (vgl. Abschnitt 2.3.2). Lediglich die Berechnung der Fragmentationsgeschwindigkeiten  $v_1(4, 1 \text{ g})$  und  $v_1(m)$  in Gleichung 2.34 erfolgt anhand der überarbeiteten Grenze zwischen Abprallen und Fragmentation aus Gleichung 5.1.

**3. Fragmentation beider Agglomerate ( $\mu_p < 1$  und  $\mu_t < 1$ )**

Ist die kinetische Energie beider Stoßpartner groß genug, so fragmentieren beide Agglomerate. Die Stärke der Fragmentation wurde bereits gemäß Gleichung 6.2 berechnet.

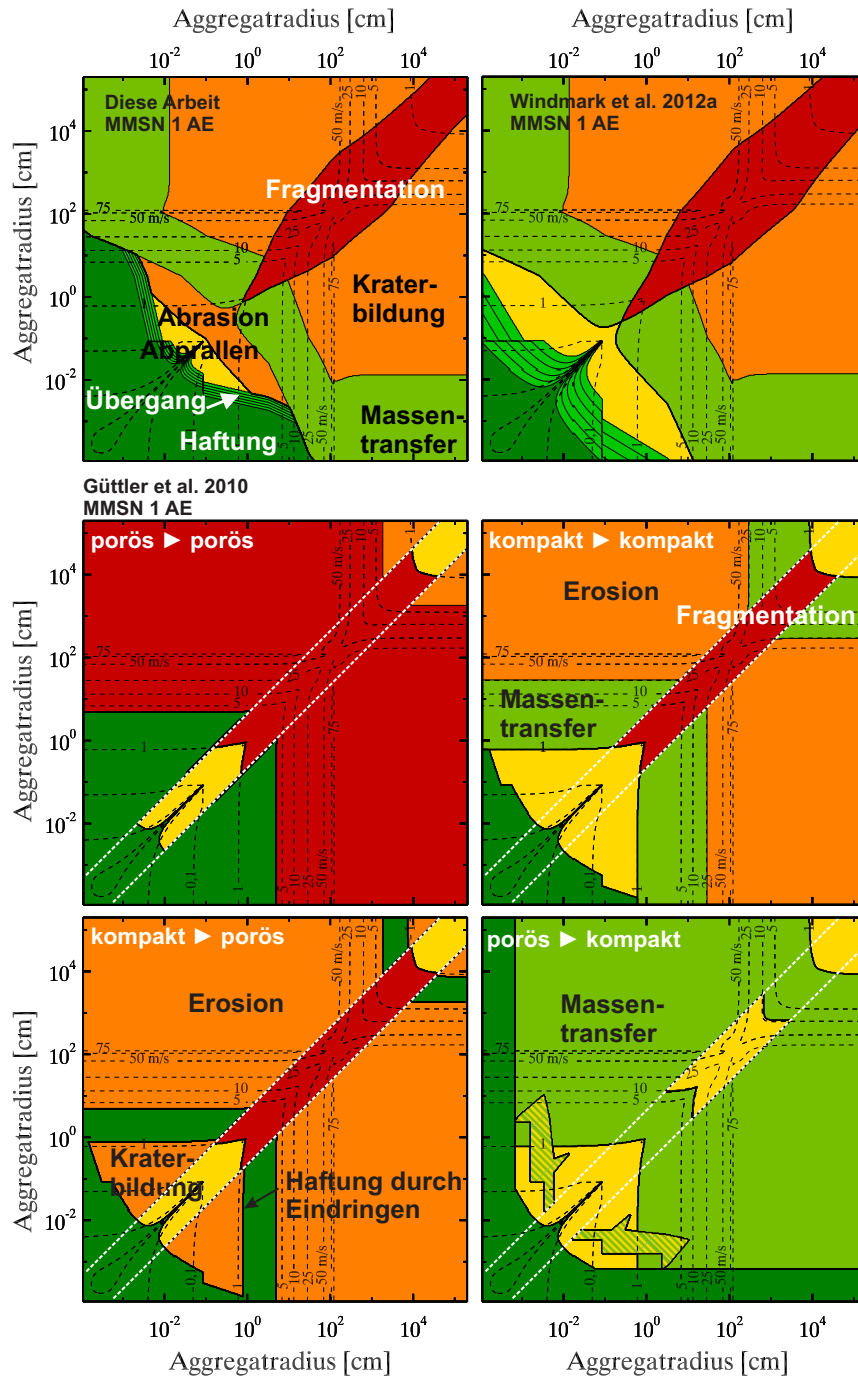
Neben diesen drei Fällen kann das Stoßmodell auch um die Erosion erweitert werden, was in Abschnitt 6.6 diskutiert wird. Berücksichtigt wird dieser Effekt durch Gleichung 6.12.

Bei der Verwendung des hier beschriebenen Stoßmodells muss bedacht werden, dass es, im Gegensatz zu Güttler et al. (2010), den Einfluss der Porosität der Stoßpartner vernachlässigt. Diese Vereinfachung war für die Arbeiten von Windmark et al. (2012a) notwendig, da im Rahmen dieser Simulationen die Entwicklung der Porosität nicht berechnet werden konnte. Die in der vorliegenden Arbeit für die Entwicklung des Modells berücksichtigten Experimente wurden alle mit Agglomeraten durchgeführt, deren Füllfaktor im Bereich von  $\phi = 0,3$  bis  $0,5$  lag. Daher sollte das Modell vor allem für die Simulation späterer Wachstumsphasen, während derer bereits eine Kompaktierung der Agglomerate eingesetzt hat, verwendet werden.

Es gilt des Weiteren zu bedenken, dass die hier betrachteten Experimente mit Analogmaterialien durchgeführt wurden. In Abschnitt 2.5 wurde bereits ausgeführt, dass nach aktuellem Wissensstand davon auszugehen ist, dass das verwendete polydisperse, irreguläre Pulver von der Größenverteilung her starke Ähnlichkeiten zu protoplanetarem Staub aufweist. Der genaue Einfluss der Monomergröße auf das Ergebnis der Stöße ist jedoch schwer zu beurteilen. Simulationen von abprallenden Stößen zwischen porösen Staubagglomeraten (Wada et al. 2011, Seizinger und Kley 2013) sind erst seit kurzer Zeit möglich und wurden noch nicht systematisch für unterschiedliche Monomergrößen durchgeführt. Eine Abschätzung bezüglich dieses Parameters sowie des verwendeten Materials wird am Ende dieses Kapitels in Abschnitt 6.7 gegeben.

## 6.2 Vergleich der Stoßmodelle

Mittels der im vorangegangenen Abschnitt bereitgestellten Gleichungen kann das neue Stoßmodell in die von Windmark et al. (2012a) verwendete Darstellung übertragen werden. In Abbildung 6.1 sind die erwarteten Ergebnisse von Stößen zwischen zwei Staubagglomeraten dargestellt, wobei die jeweilige Größe der Stoßpartner durch die Positionen auf den beiden Achsen angegeben wird. Die kleinsten dargestellten Massen entsprechen der Größenordnung der in den Experimenten verwendeten Monomeren. Die Stoßgeschwindigkeiten zwischen den Agglomeraten werden durch die gestrichelten Konturen repräsentiert. Hierbei erfolgt die Berechnung anhand der in Abschnitt 2.1 eingeführten Beschreibung einer durch das MMSN-Modell beschriebenen protoplanetaren Scheiben im Abstand von



**Abbildung 6.1:** Vergleich des im Rahmen dieser Arbeit überarbeiteten Stoßmodells (oben links) mit den Modellen aus Windmark et al. (2012a) (oben rechts) und Güttler et al. (2010) (vier untere Abbildungen). Die originale Darstellung in Windmark et al. (2012a) bezog sich auf einen Abstand von 3 AE um einen Stern mit 3 Sonnenmassen und wurde für den Vergleich angepasst. Dargestellt sind Stöße zwischen zwei Agglomeraten beliebiger Größe. Die gestrichelten Isolinien repräsentieren die Relativgeschwindigkeiten in  $\text{m s}^{-1}$ , wie sie aus dem MMSN-Modell im Abstand von 1 AE und einer Turbulenzstärke von  $\alpha = 10^{-3}$  folgen. Die Farben und Kürzel stehen wie folgt für den erwarteten Ausgang der Stöße: Haftung (dunkelgrün), Übergang zwischen Haftung und Abprallen (grün), Abprallen (gelb), Massentransfer (grün), Abrasion/Erosion/Kraterbildung (orange) und Fragmentation/Kraterbildung (rot). Die vier Abbildungen des Stoßmodells von Güttler et al. (2010) repräsentieren die möglichen Kombinationen von Stößen zwischen kompakten und porösen Agglomeraten. Die weiß gestrichelten Linien trennen die Bereiche, welche von Güttler et al. (2010) als Stöße zwischen gleich und unterschiedlichen großen Agglomeraten bezeichnet werden. Als kritisches Massenverhältnis wurde 1:100 gewählt.

1 AE zu einem Stern mit Sonnenmasse. Die Betrachtung erfolgt in der Mittelebene der Scheibe ( $z = 0$ ). Für die Dichte des festen Materials wurde  $0,6 \text{ g cm}^{-3}$  ( $\phi = 0,3$ ) und für den Turbulenzparameter ein Wert von  $\alpha = 10^{-3}$  gewählt. Die unterschiedlichen Ergebnisse der Stöße werden durch Farben dargestellt (siehe Bildunterschrift).

Der Vergleich des überarbeiteten Modells mit dem von Windmark et al. (2012a) zeigt, dass sich vor allem die Übergänge zwischen Haftung und Abprallen voneinander unterscheiden. Der schmalere Übergangsbereich und das veränderte Potenzgesetz haben zur Folge, dass abprallende Stöße nur noch in einem kleineren Bereich des Parameterraums möglich sind, welcher durch die Abrasion weiter eingeschränkt wird. Daraus ergibt sich ein direkter Übergangsbereich zwischen der Haftung und dem Wachstum durch Massentransfer. Steht eine hinreichende Anzahl an kleinen Agglomeraten – beispielsweise aus Fragmentation oder Abrasion – zur Verfügung, so stellt dies einen potentiellen „Wachstumspfad“ dar, dessen Effektivität in den Abschnitten 6.5 und 6.6 diskutiert wird.

Die Änderungen, welche das Potenzgesetz für das Einsetzen der Fragmentation beschreiben, haben nur einen geringen Einfluss auf diese Darstellung des Modells, da dies lediglich bei größeren Agglomeraten vorhergesagt wird.

Das in dieser Arbeit vorgestellte Modell sowie das von Windmark et al. (2012a) weisen viele Ähnlichkeiten auf, unterscheiden sich jedoch deutlich von dem ursprünglichen Stoßmodell von Güttler et al. (2010). Der untere Teil von Abbildung 6.1 stellt die vier möglichen Kombinationen zwischen der als binär behandelten Porosität der Stoßpartner dar. Die beiden neueren Modelle berücksichtigen diesen Parameter nicht. Die binäre Betrachtung des Massenverhältnisses in Güttler et al. (2010) wird durch den von weißen, gestrichelte Linien abgetrennten Bereich dargestellt, wobei das verwendete Massenverhältnis 100:1 beträgt.

Qualitativ ähnelt die Darstellung des Modells für kompakte Stoßpartner dem neuen Modell am ehesten. Der Grund hierfür liegt darin, dass der Volumenfüllfaktor der Agglomerate, welche in den neuen Experimenten verwendet wurden, nahe am oder oberhalb des Grenzwertes von  $\phi = 0,4$  lag. Jedoch unterscheiden Güttler et al. (2010) nicht in der hier verwendeten Art zwischen Kraterbildung und Erosion; vielmehr werden auch Einschläge von kleinen Projektilen, welche zu einem Massenverlust in Form eines Kraters führen, als Erosion bezeichnet. Erosion im Sinne von Schräpler und Blum (2011) ist im aktualisierten Stoßmodell noch nicht integriert und wird ausführlich in Abschnitt 6.6 diskutiert. Deutlich wird der Unterschied zwischen den Modellen darin, dass die Fragmentationsgeschwindigkeit, die zuvor als konstant angenommen wurde, nun massenabhängig ist und somit die Größe der Staubagglomerate nicht länger durch die Fragmentationsgeschwindigkeit nach oben begrenzt wird. Dies war bei Güttler et al. (2010) der Fall, da Wachstum durch Massentransfer nur für die Kombination von kleinen, porösen und großen, kompakten Agglomeraten möglich war. Die Simulationen von Zsom et al. (2010) haben jedoch gezeigt, dass diese Kombination von kleinen, porösen und großen, kompakten Agglomeraten nur bei Geschwindigkeiten vorkommt, die zu Abprallen und somit zu einer weiteren Kompaktierung führen. Dies hat zur Folge, dass das Reservoir an kleinen, porösen Agglomeraten ständig kleiner wird und schließlich erschöpft ist. Zudem wurde in den Simulationen auch gezeigt, dass das Wachstum – unter Verwendung des Modells von Güttler et al. (2010) – beinahe monodispers verläuft. Somit sind Stöße zwischen Körpern unterschiedlicher Größe selten. Das in Kapitel 1 diskutierte Ende des Wachstums durch die *Bouncing Barrier* begrenzt die Masse der Agglomerate zudem auf wenige Gramm,

was Agglomeraten einer Größe von wenigen Zentimetern entspricht. Somit stehen auch keine großen Agglomerate für den Massentransfer zur Verfügung. Es ist ebenfalls davon auszugehen, dass das Wachstum – unter Annahme des hier vorgestellten Modells – zunächst zu einer schmalen Größenverteilung der Agglomerate führen würde und diese Größen erreichen würden, bei denen sie nur noch voneinander abprallen. Jedoch wird angenommen, dass die Stoßgeschwindigkeiten zweier Staubagglomerate einer gewissen Verteilung folgen und es somit möglich ist, dass einige Agglomerate bei Geschwindigkeiten stoßen, die zu Fragmentation oder Abrasion führen. Windmark et al. (2012b) haben gezeigt, dass dies hilft, einen Wachstumszyklus durch Massentransfer zu starten. Durch den im Vergleich zum Modell von Windmark et al. (2012a) deutlich kleineren Bereich, in dem es zu Abprallen kommt, ist dies auch bei kleineren Varianzen in der Breite der Geschwindigkeitsverteilung möglich.

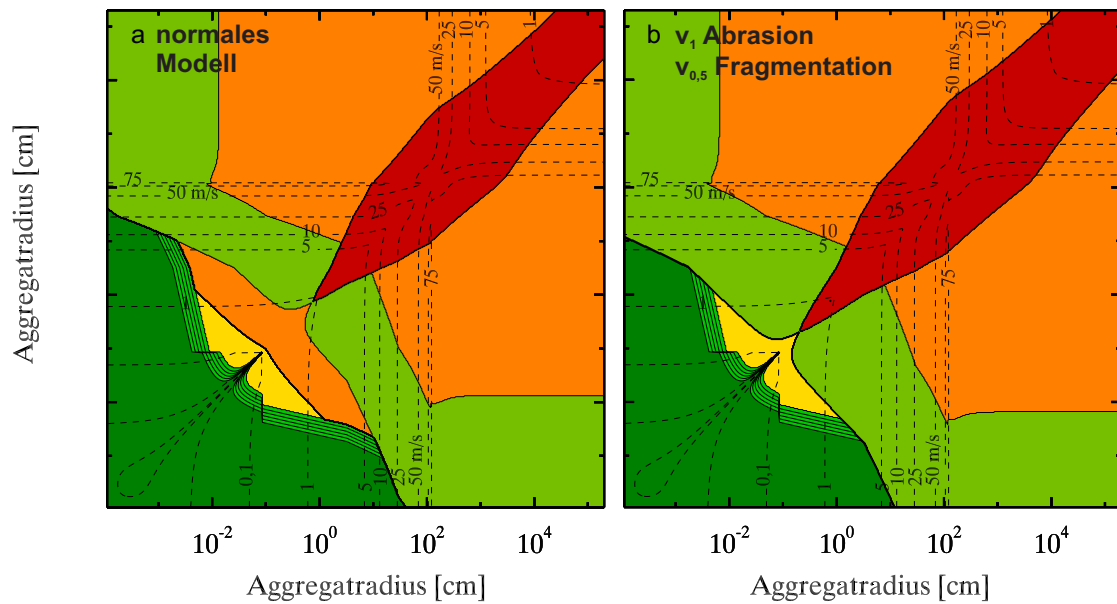
### 6.3 Alternative Interpretation der Abrasion

Die in den vorangegangenen Abschnitten verwendete Fragmentationsgrenze beruht auf den in Abschnitt 5 diskutierten Experimenten, welche das Einsetzen der Fragmentation für Agglomerate unterschiedlicher Massen untersucht haben. Jedoch kann die in Abschnitt 4.5.3 eingeführte Abrasion ebenfalls als Einsetzen der Fragmentation betrachtet werden. Diese wird bereits bei Geschwindigkeiten beobachtet, welche deutlich geringer sind, als es die Einzelstoßexperimente zur Fragmentation implizieren. Der Grund hierfür ist, dass die Abrasion nur einen geringen Massenverlust hervorruft, welcher bei einzelnen Stößen aufgrund der Auflösung nicht zu beobachten ist, der jedoch während des Parabelflugs durch die große Anzahl von Stößen nachweisbar war.

Eine alternative Fragmentationsgrenze kann daher berechnet werden, indem das Einsetzen der Fragmentation mit dem durch Gleichung 5.7 beschriebenen Übergang von abprallenden Stößen zur Abrasion gleichgesetzt wird. Die katastrophale Fragmentation wird weiterhin durch Gleichung 5.2 beschrieben. Verwendet man für das Einsetzen der Abrasion die für Stöße zwischen Agglomeraten der Masse 1 g ermittelte Geschwindigkeit von  $12,57 \text{ cm s}^{-1}$ , ergibt sich für die Stärke der Fragmentation

$$\mu_{p/t} = -\frac{1}{12} \left( \log \left( \frac{m_{p/t}}{1 \text{ g}} \left( \frac{v_{p/t}}{1 \text{ cm s}^{-1}} \right)^{6,2} \right) - 18,8 \right). \quad (6.6)$$

Abbildung 6.2b zeigt diese alternative Version der Einbindung der Abrasion in das Stoßmodell. In diesem Modell ist der Bereich des Parameterraumes, in welchem die Agglomerate voneinander abprallen, deutlich kleiner, sodass die *Bouncing Barrier* noch leichter zu überwinden wäre. Durch die bereits bei niedrigeren Geschwindigkeiten einsetzende Fragmentation der Agglomerate findet auch der Massentransfer bei kleineren Agglomeraten bzw. Geschwindigkeiten statt. Wachstum durch direktes Haften ist entsprechend nur noch bis zu einer geringeren Größe der Agglomerate möglich. Des Weiteren verändert sich der Übergang zwischen Kraterbildung und Massentransfer geringfügig. Dies wird durch die Abhängigkeit der Akkretionseffizienz in Gleichung 2.34 von der Fragmentationsgeschwindigkeiten hervorgerufen.

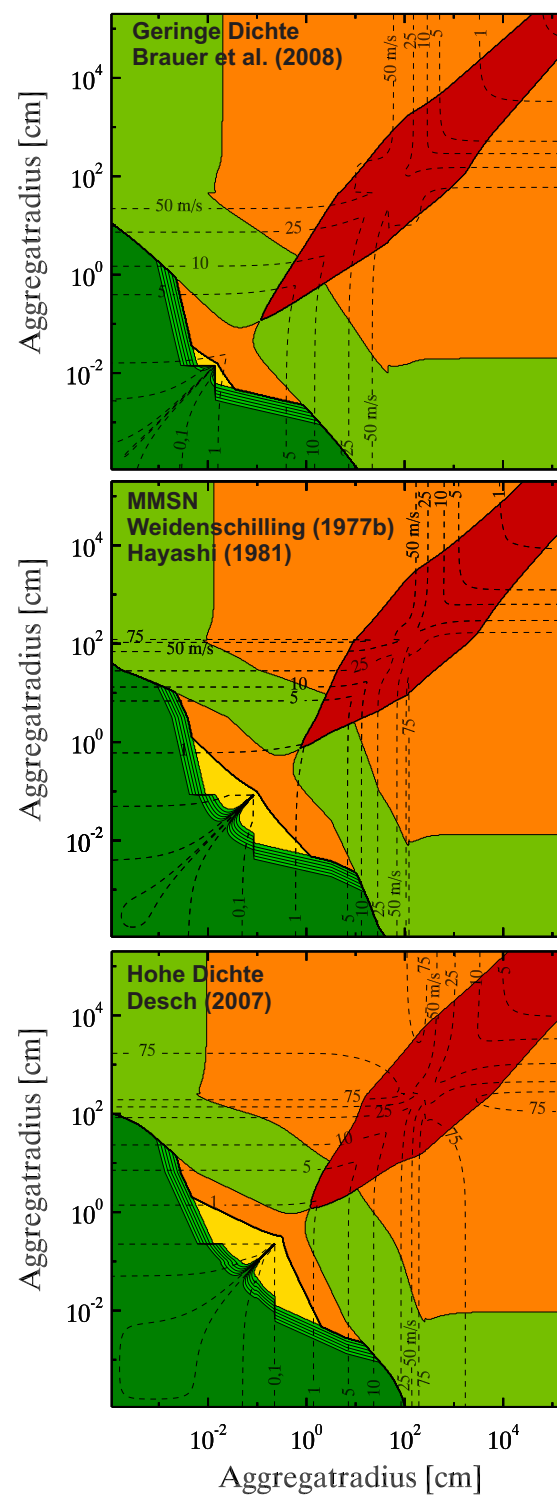


**Abbildung 6.2:** Die Abbildung zeigt zwei unterschiedliche Möglichkeiten, die Abrasion in das Modell zu integrieren. **a:** Die in Abschnitt 6.2 verwendete Darstellung, in welcher die Abrasion als Bereich zwischen dem Abprallen und dem Einsetzen der Fragmentation eingefügt wird. **b:** Alternative Darstellung des Stoßmodells, in welchem die Abrasion als Einsetzen der Fragmentation interpretiert wird.

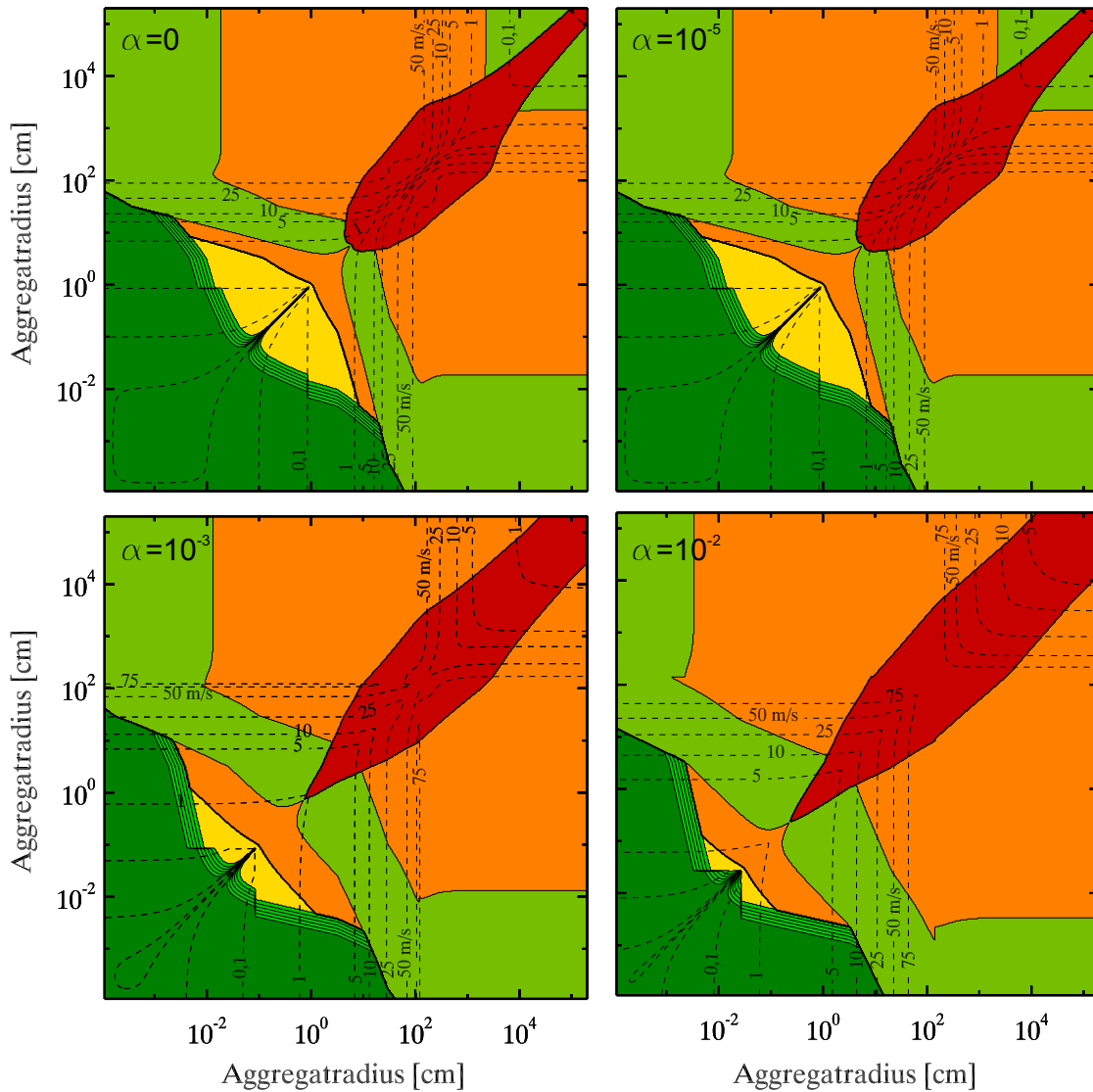
## 6.4 Einfluss des Nebelmodells, des Abstandes zum Zentralstern und der Stärke der Turbulenz

Für die bisherigen Darstellungen des Stoßmodells wurde das MMSN-Modell nach Weidenschilling (1977b) und Hayashi (1981) bei 1 AE und mit einem Turbulenzparameter von  $\alpha = 10^{-3}$  verwendet. Auch wenn die hier verwendete Darstellungsmethode es ermöglicht, potentielle Wachstumsmechanismen zu identifizieren, so ist dies jedoch jeweils nur für ein Nebelmodell möglich. Aus diesem Grund sollen an dieser Stelle das Modell und die Parameter variiert und deren Einfluss auf die Darstellung des Stoßmodells und die möglichen Wachstumspfade diskutiert werden.

Neben dem MMSN-Modell wurden in Abschnitt 2.1 auch die Nebelmodelle mit geringer (Andrews und Williams 2007, Brauer et al. 2008) und hoher Dichte (Desch 2007) beschrieben. Abbildung 6.3 veranschaulicht den Einfluss des verwendeten Nebelmodells auf die Vorhersagen des Stoßmodells für einen Abstand von 1 AE. Deutlich zu erkennen ist die unterschiedlich starke Ausprägung des Regimes, in welchem die Stoßpartner voneinander abprallen. Mit zunehmender Gasdichte treten hohe Stoßgeschwindigkeiten erst bei größeren Agglomeraten auf, wohingegen die maximal erreichte Geschwindigkeit aufgrund der unterschiedlichen Massenverteilungen innerhalb der protoplanetaren Scheibe zunimmt. Dies hat zur Folge, dass im Modell nach Desch (2007) Wachstum durch direktes Haften für größere Agglomerate möglich ist. Bereits die mit der ersten Version des Stoßmodells (Güttler et al. 2010) durchgeführten Simulationen von Zsom et al. (2010) haben gezeigt, dass die Agglomerate in den Modellen mit hoher und mittlerer Dichte deutlich größer werden, als es im Modell mit geringer Dichte möglich ist. Es ist davon auszugehen, dass dies auch für das überarbeitete Stoßmodell gilt.



**Abbildung 6.3:** Zu Abbildung 6.1 analoge Darstellung der Vorhersagen des neuen Stoßmodells. Für die Berechnung der Stoßgeschwindigkeiten wurden die Nebelmodelle mit geringer (Brauer et al. 2008), mittlerer (Weidenschilling 1977b, Hayashi 1981) und hoher Dichte (Desch 2007) in einem Abstand von 1 AE verwendet.



**Abbildung 6.4:** Darstellung des Einflusses der Turbulenz auf die Vorhersagen des Stoßmodells für  $\alpha = [0, 10^{-5}, 10^{-3}, 10^{-2}]$  im MMSN-Modell bei 1 AE.

Die neu eingeführte Abrasion hat zur Folge, dass der Bereich der Abbildung, in welchem Stöße zu Abprallen führen, deutlich kleiner ist. Im Falle des Modells geringer Dichte verschwindet dieser fast vollständig.

Für die betrachteten Nebelmodelle wurde, wie in Windmark et al. (2012a), jeweils ein Turbulenzparameter von  $\alpha = 10^{-3}$  angenommen. Abbildung 6.4 zeigt die Darstellung des Stoßmodells für ein MMSN-Modell bei 1 AE Abstand zu einem Stern mit Sonnenmasse bei Turbulenzen von  $\alpha = [0, 10^{-5}, 10^{-3}, 10^{-2}]$ . Eine starke Turbulenz hat gemäß Gleichung 2.18 eine höhere Relativgeschwindigkeit sowie eine größere Maximalgeschwindigkeit zur Folge. Entsprechend setzt das Abprallen von Agglomeraten bereits bei kleineren Größen ein. Stärkeren Einfluss hat dieser Effekt auf die Fragmentation und Abrasion, sodass der Bereich, in welchem Agglomerate voneinander abprallen, bei höherer Turbulenz kleiner ist.

Die bisher gewählten Geschwindigkeitsverteilungen bezogen sich auf Stöße zwischen Agglomeraten, welche im Abstand von 1 AE zum Zentralstern stattfinden. Abbildung 6.5 zeigt drei Darstellungen des Stoßmodells im MMSN-Modell bei Entfernungen von 0,5 AE, 1 AE und 3 AE.

Mit steigendem Abstand zum Stern nehmen die maximal erreichten, mittleren Stoßgeschwindigkeiten ab. Dahingegen erreichen Agglomerate einer Größe bei größerem Abstand höhere Relativgeschwindigkeiten. Demnach wird das Regime, in welchem abprallende Stöße auftreten, bereits von kleineren Agglomeraten erreicht. Der Einfluss des Abstandes wirkt sich jedoch stärker auf die Größe aus, ab welcher Agglomerate fragmentieren oder durch Abrasion an Masse verlieren, sodass das Stoßregime abprallender Stöße mit zunehmender Entfernung vom Zentralstern kleiner wird. Abbildung 6.5 macht allerdings ebenso deutlich, dass die Unterschiede im inneren Sonnensystem nur gering sind und es zu keinen Änderungen der qualitativen Betrachtung des vorherigen Abschnitts kommt.

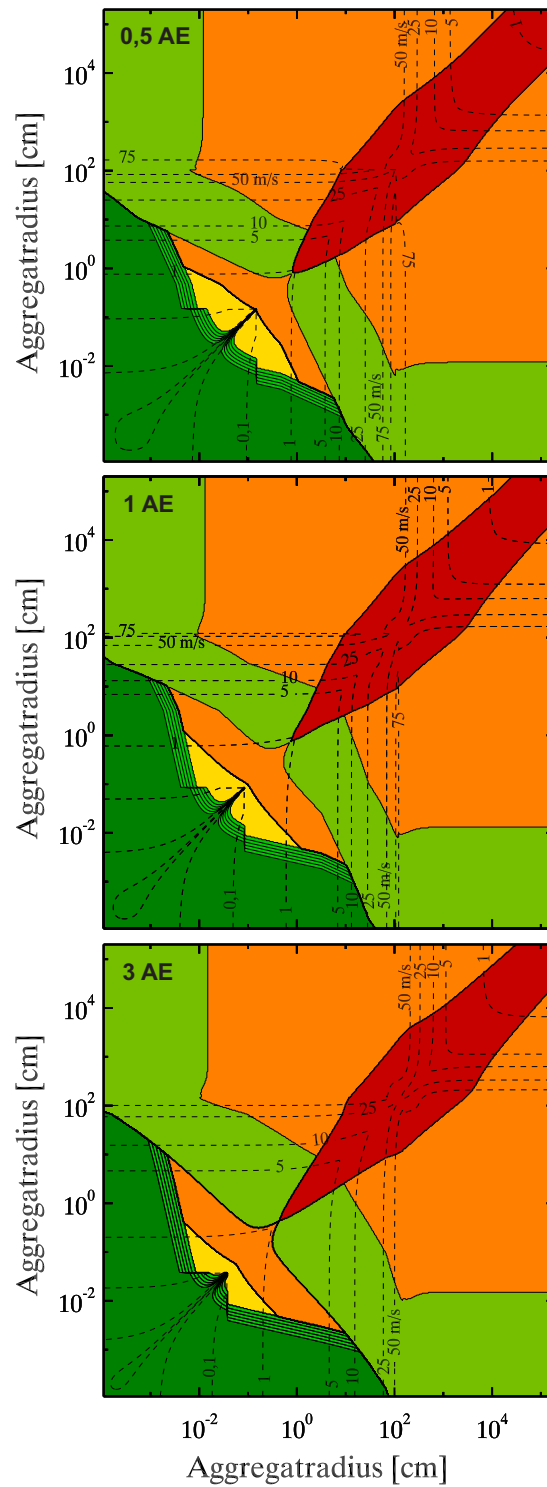
## 6.5 Effektivität und Einfluss der Abrasion

Bei der Abrasion handelt es sich auf den ersten Blick um einen Effekt, welcher dem Wachstum von Staubagglomeraten durch den kontinuierlichen Verlust von Masse entgegenwirkt. Allerdings stellt er zugleich eine Quelle kleinerer Staubagglomerate dar, welche ihrerseits das Wachstum größerer Agglomerate begünstigen können. Auch wenn die Größenverteilung der durch Abrasion erzeugten Fragmente nicht direkt zu messen war, so hat die Abschätzung in Abschnitt 4.5.3 jedoch gezeigt, dass Größen von einigen  $100\,\mu\text{m}$  realistisch sind. Dies ist mit den in den Fallturmexperimenten verwendeten Agglomeraten vergleichbar, auch wenn diese einen geringeren Volumenfüllfaktor aufgewiesen haben. Die durch Abrasion entstehenden Agglomerate können demnach sowohl durch direktes Haften als auch durch Massentransfer zum Entstehen größerer Objekte führen. Dieses Wachstum steht jedoch in ständiger Konkurrenz zu dem Massenverlust durch Abrasion. Um zu beurteilen, welcher dieser beiden Prozesse dominiert, ist es notwendig, die Abrasion in künftige Wachstumssimulationen mit einzubeziehen.

Eine Abschätzung wird an dieser Stelle jedoch mit Hilfe der Smoluchowski-Gleichung durchgeführt. Es soll untersucht werden, wie schnell Agglomerate in einer protoplanetaren Scheibe aufgrund der Abrasion an Masse bzw. Radius verlieren. Für den späteren Vergleich der Zeitskalen von Abrasion und Wachstum werden die Ergebnisse von vorangegangenen Wachstumssimulationen verwendet (Windmark et al. 2012a, Zsom et al. 2010, 2011). Es werden für die hier verwendete Form der Smoluchowski-Gleichung die folgenden vereinfachenden Annahmen gemacht:

- Die Abrasion wird unabhängig von konkurrierenden Wachstumsprozessen untersucht.
- Der Radius der Agglomerate soll sich bei jedem Stoß um einen aus der Abrasionsrate abgeleiteten Faktor  $\Upsilon^*(m(r), v(r_1, r_2))$  ändern.
- Alle Agglomerate erfahren im Mittel die selbe Anzahl von Stößen. Somit ist die Entwicklung des Ensembles durch eine monodisperse Verteilung beschreibbar, welche zu Beginn die Größe  $r_0$  hat.





**Abbildung 6.5:** Darstellung des Einflusses des Abstands von der Sonne auf das Stoßmodell. Dargestellt sind für ein MMSN-Modell mit  $\alpha = 10^{-3}$  die Abstände 0,5 AE, 1 AE und 3 AE. Ein Wert von 3 AE wurde für die Simulationen von Windmark et al. (2012a) verwendet.

- Der Übergang zwischen abprallenden und abrasiven Stößen hängt von der Masse der Agglomerate ab und wird, wie in Abschnitt 5.2 diskutiert, durch Gleichung 5.7 beschrieben.
- Der Übergang von Abrasion zu Fragmentation ist durch Gleichung 5.1 gegeben. Bei der hierdurch beschriebenen Geschwindigkeit soll ein maximaler Radiusverlust auftreten. Dieser basiert auf dem Wert, welcher sich aus der Fragmentationsgeschwindigkeit der untersuchten Agglomerate und Gleichung 4.11 ergibt und beträgt

$$\frac{\Upsilon(m = 1 \text{ g}, v = v_1(1 \text{ g}))}{0,6 \text{ cm}} = -2,35 \cdot 10^{-3} \text{ Stoß}^{-1} . \quad (6.7)$$

- Zwischen dem Einsetzen der Abrasion und dem Maximalwert wird, aufgrund des Fehlens weiterer Daten, ein linearer Anstieg des Radiusverlusts angenommen.

Aus diesen Annahmen ergibt sich für die Stärke der Abrasion

$$\Upsilon^*(m(r), v(r_1, r_2)) = A_{\text{abr}}(m(r)) \cdot v(r_1, r_2) + B_{\text{abr}} [\text{Stoß}^{-1}] , \quad (6.8)$$

wobei für die Masse  $m(r)$  ein kugelförmiges Agglomerat mit dem Radius  $r$  und einem Volumenfüllfaktor von  $\phi = 0,5$  angenommen wird. Für die Parameter gilt

$$\begin{aligned} A_{\text{abr}}(m(r)) &= \frac{(\Upsilon(m = 1 \text{ g}, v = v_1) - \Upsilon(m = 1 \text{ g}, v = v_{\text{abr}})) \cdot (0,6 \text{ cm})^{-1}}{v_1 - v_{\text{abr}}} \\ &= \frac{\Upsilon(m = 1 \text{ g}, v = v_1(1 \text{ g})) \cdot (0,6 \text{ cm})^{-1}}{\left(10^{10,3} / \left(\frac{m(r)}{1 \text{ g}}\right)^{1/6,2}\right) - \left(10^{6,8} / \left(\frac{m(r)}{1 \text{ g}}\right)^{1/6,2}\right)} \\ &= -7,03 \cdot 10^{-5} \cdot \left(\frac{m(r)}{1 \text{ g}}\right)^{1/6,2} \left[\frac{\text{Stoß}^{-1}}{\text{cm s}^{-1}}\right] \end{aligned} \quad (6.9)$$

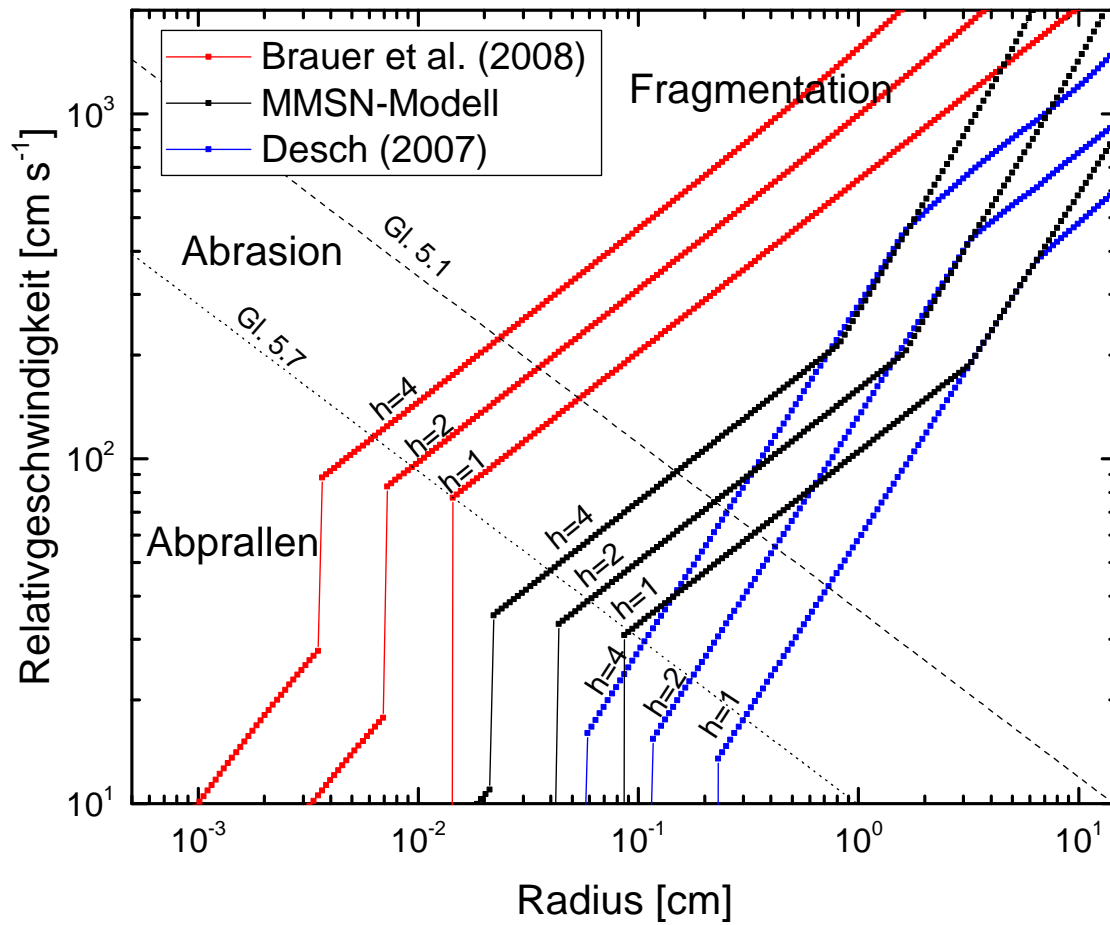
mit  $v_1(1 \text{ g}) = 45,84 \text{ cm s}^{-1}$  gemäß Gleichung 5.7 und

$$B_{\text{abr}} = -A_{\text{abr}}(m(r)) \left(\frac{10^{6,8}}{(m(r)/1 \text{ g})}\right)^{1/6,2} \cdot 1 \text{ cm s}^{-1} = 8,79 \cdot 10^{-4} [\text{Stoß}^{-1}] . \quad (6.10)$$

Die Annahme einer linear mit der Geschwindigkeit zunehmenden Abrasion hat an der Stelle  $v_1$  einen endlichen Massenverlust, und somit einen unstetigen Übergang zur Fragmentationsstärke nach Gleichung 6.2 zur Folge. Bei höheren Geschwindigkeiten folgt die Stärke der Fragmentation dem Potenzgesetz aus Gleichung 6.2. Der Sprung ist jedoch hinreichend klein, als dass er für die Untersuchung des Einflusses der Abrasion vernachlässigt werden kann. Dies kann durch Umrechnung der maximalen Abrasion in eine Fragmentationsstärke überprüft werden, indem die Geschwindigkeit berechnet wird, bei welcher diese nach Gleichung 6.2 erreicht wird. Diese liegt jeweils nur 1,3 % oberhalb der Fragmentationsgeschwindigkeit der jeweiligen Agglomerate.

Die Smoluchowski-Gleichung lässt sich nun als Veränderung des Radius  $dr$  innerhalb eines Zeitschrittes  $dt$  aufstellen:

$$dr = \Upsilon^*(m(r), v(r_1, r_2)) r v(r_1, r_2) \sigma(r_1, r_2) n_0 dt . \quad (6.11)$$



**Abbildung 6.6:** Bereich von Stoßgeschwindigkeit und Agglomeratradius, in welchem Abrasion möglich ist, für die drei verwendeten Nebelmodelle mit je drei Geschwindigkeitsverteilungen. Der deutliche Sprung in der Relativgeschwindigkeit wird durch den Wechsel zwischen den durch Gleichung 2.19 und 2.21 beschriebenen Turbulenzregimen verursacht.

Das Produkt  $v(r_1, r_2) \sigma(r_1, r_2) n_0$  entspricht der Häufigkeit der Stöße zwischen Agglomeraten, welche unter den Bedingungen der protoplanetaren Scheibe auftreten. Die mittleren Stoßgeschwindigkeiten  $v(r_1, r_2)$  folgen aus den in Abschnitt 2.2.2 beschriebenen Quellen für die Relativgeschwindigkeiten zwischen zwei Staubagglomeraten der Radien  $r_1$  und  $r_2$ . Es wird davon ausgegangen, dass Agglomerate zweier Größen immer mit der selben Geschwindigkeit stoßen. Um den Einfluss der Stoßgeschwindigkeit auf die Effektivität der Abrasion zu untersuchen, werden darüber hinaus modifizierte Geschwindigkeitsverteilungen verwendet. Hierzu wurden für die Berechnung der Geschwindigkeiten anstelle identischer Stoßpartner Objekte verwendet, deren Radius sich um einen Faktor  $h = \{1, 2, 4\}$  unterscheidet. Es gilt somit für die Stoßgeschwindigkeit  $v(r_1, r_2) = v(h, r)$ . Bei diesen Werten entsteht einerseits eine Variation der Stoßgeschwindigkeiten – für das Modell nach Brauer et al. (2008) und das MMSN-Modell sind die Geschwindigkeiten für  $h = 4$  etwa doppelt, für das Modell nach Desch (2007) etwa 5 mal so hoch wie für  $h = 1$  – andererseits weisen die Stoßpartner noch eine vergleichbare Größe auf, sodass die experimentellen Erkenntnisse zur Abrasion auf sie angewendet werden können. Der Stoßquerschnitt gleich großer Agglomerate ist gegeben durch  $\sigma(r_1, r_2) = 4\pi r^2$ . An

dieser Stelle findet der Faktor  $h$  keine Anwendung, da er lediglich verwendet wird, um unterschiedliche Geschwindigkeitsverteilungen zu berechnen. Schließlich gilt für die Anzahldichte der Agglomerate  $n_0 = \rho_g / (100 \cdot m(r))$ , welche sich aus der Gasdichte in der protoplanetaren Scheibe  $\rho_g$  (Gleichung 2.4), der Agglomeratmasse und der kanonischen Annahme eines Staub-zu-Gas-Verhältnisses von 1:100 berechnet.

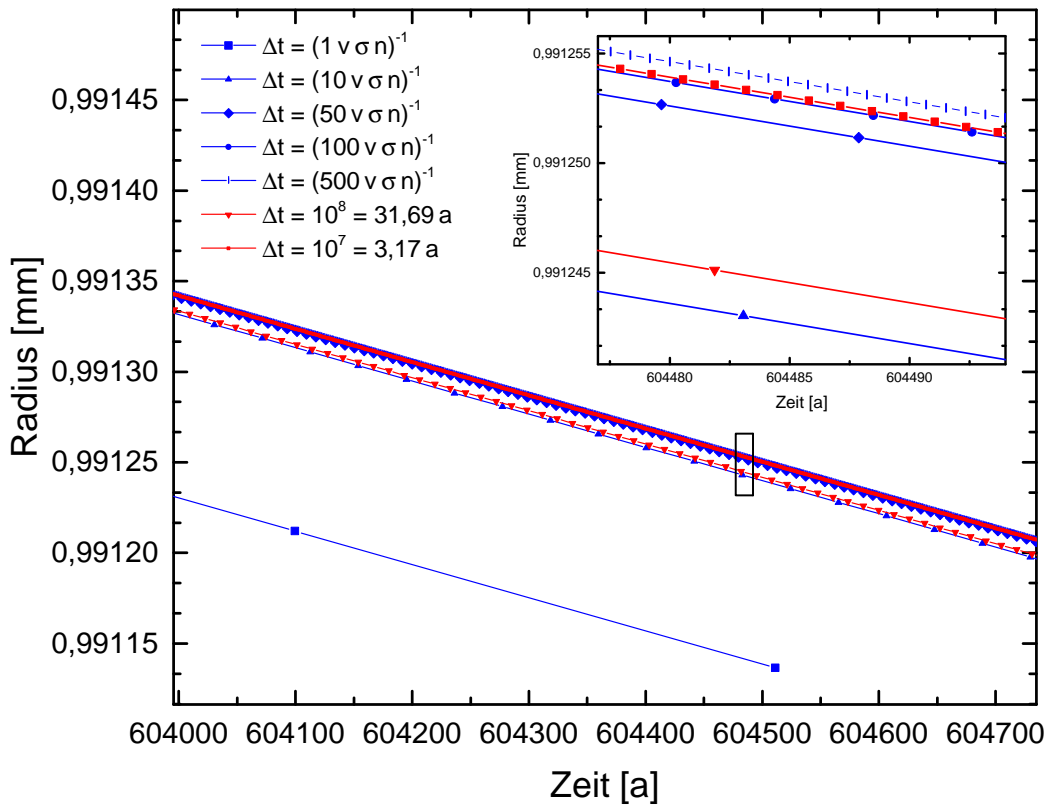
Aufgrund der komplexen Größenabhängigkeit der Stoßgeschwindigkeit ist Gleichung 6.11 nicht analytisch lösbar. Daher wird mittels des Euler-Verfahrens, welches um eine adaptive Länge der Zeitschritte modifiziert wurde, eine numerische Lösung für die zeitliche Entwicklung des Radius bestimmt. Ausgehend von einem Anfangswert  $r_0$ , wird gemäß Gleichung 6.11 jeweils der mittlere Radiusverlust innerhalb eines Zeitschrittes  $dt$  bestimmt.

Der anfängliche Radius der Agglomerate hängt von der Geschwindigkeitsverteilung und der Fragmentationsgrenze ab. Abbildung 6.6 zeigt die nach Abschnitt 2.2.2 zu erwartenden Stoßgeschwindigkeiten für Agglomerate unterschiedlicher Radien in den drei unterschiedlichen Scheibenmodellen. Die gestrichelten und gepunkteten Linien begrenzen gemäß der Gleichungen 5.1 und 5.7 den Bereich, in welchem Stöße zu Abrasion führen. Die Anfangswerte der Berechnungen folgen aus den Schnittpunkten der Geschwindigkeiten mit der Fragmentationsgrenze, welche die größten Agglomerate im Abrasionsregime darstellen.

Um die Rechenzeit zu reduzieren, orientiert sich die Länge der Zeitschritte  $dt$  an der Stoßzeit  $\tau_{abr} = (v(r_1, r_2) \sigma(r_1, r_2) n_0)^{-1}$ . Abbildung 6.7 zeigt den Einfluss der Schrittlänge  $dt = k \cdot \tau_{abr}$  auf das Ergebnis der Berechnung, wobei diese um einen Faktor  $k = \{1, 1/10, 1/50, 1/100, 1/500\}$  sowie um konstante Schrittlängen von  $10^7 \text{ s} = 3,17 \text{ a}$  und  $10^8 \text{ s} = 31,69 \text{ a}$  variiert wurde. Am Beispiel des MMSN-Modells ist zu sehen, dass die Abweichung der Kurven der kürzesten Zeitschritte voneinander nur noch gering ist, sobald die Schrittweite kleiner als der für die Berechnungen verwendete Wert von  $dt = \tau_{abr}/50$  gewählt wird. Die Simulationen wurden für die einleitend vorgestellten drei Nebelmodelle und die jeweils drei unterschiedliche Werte für  $h$  durchgeführt.

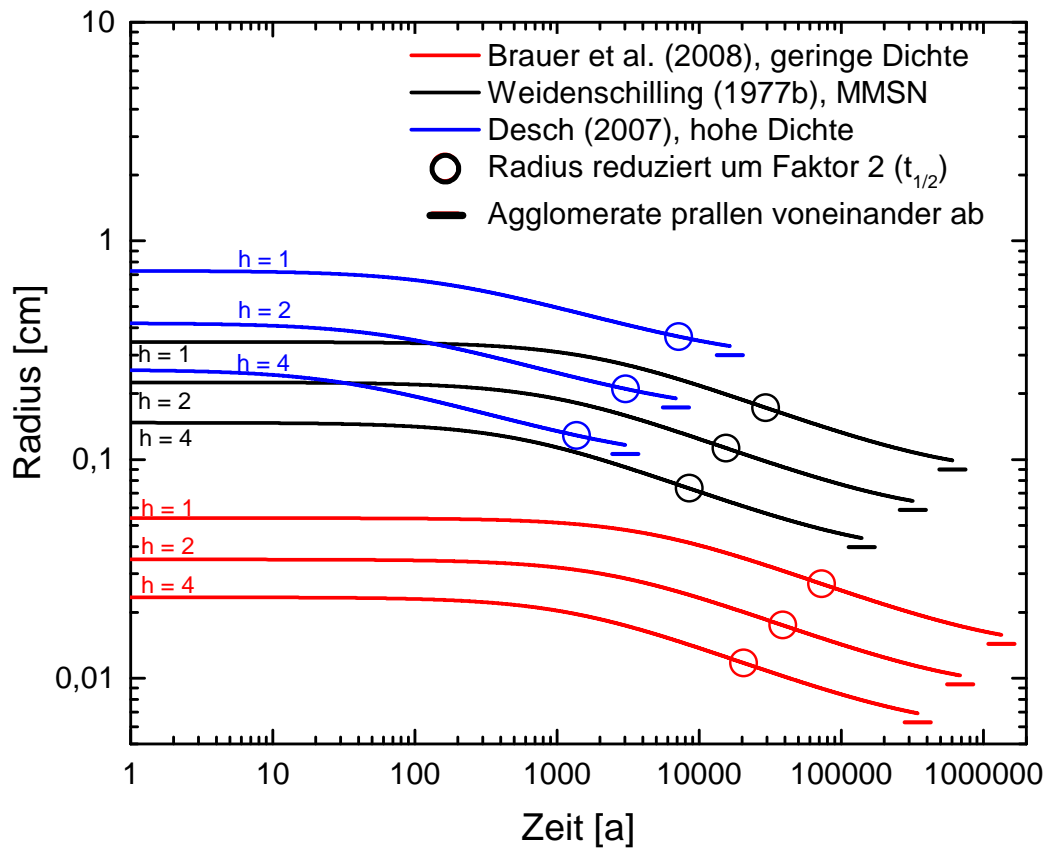
Abbildung 6.8 zeigt die zeitliche Entwicklung des Agglomeratradius. Die einzelnen Kurven enden, sobald die Agglomerate eine Größe 10 % oberhalb derer erreicht haben, bei der sie voneinander abprallen. Bereits die logarithmische Auftragung macht deutlich, dass die Abrasion ein langsamer Prozess ist und sich der Radius aufgrund der geringen Stoßrate während der ersten Jahrhunderte – im Falle des MMSN-Modells und dem Modell mit geringer Dichte – nur geringfügig verändert. Gleiches gilt auch für Agglomerate am unteren Ende des Größenbereichs, bei dem Abrasion auftritt. Da die Abrasionsrate nach Gleichung 6.9 für kleiner werdende Agglomerate zunehmend geringer wird, wurden die Berechnungen jeweils bei einer Größe 10 % oberhalb des Übergangs zum Regime abprallender Stöße abgebrochen. Um eine Zeitskala für den Effekt anzugeben, wurde die Zeit  $t_{1/2}$  verwendet, welche nötig ist, um den Radius der Agglomerate zu halbieren. Diese unterscheiden sich zwischen den verwendeten Nebelmodellen und liegen in Bereich von 8529 – 29423 ( $h = 4$  und  $h = 1$ ) Jahren für das MMSN-Modell und 20611 – 72778 bzw. 1374 – 7165 Jahre für die Modelle mit niedriger (Brauer et al. 2008) und hoher (Desch 2007) Dichte. Die genauen Werte sind in Tabelle 6.1 angegeben.

Ein Vergleich dieser Zeitskalen mit denen eines gleichzeitig stattfindenden und mit der Abrasion konkurrierenden Wachstums durch Haftung oder Massentransfer kann an dieser Stelle nur in Form einer Abschätzung erfolgen. Die Simulationen von Zsom et al.



**Abbildung 6.7:** Einfluss der Länge der Zeitschritte auf die numerische Lösung der Smolochowski-Gleichung. Für ein MMSN-Modell und  $h = 1$  werden die Abweichungen der Lösungen untereinander zu dem Zeitpunkt gezeigt, an dem die Agglomerate in der Simulation mit der niedrigsten Auflösung das Abrasionsregime verlassen. Es wurden Berechnungen mit fünf verschiedenen adaptiven (blau) und zwei konstanten (rot) Schrittlängen durchgeführt. Die eingefügte Abbildung vergrößert den markierten Abschnitt, um die geringen Unterschiede zwischen den hochauflösenden Simulationen zu verdeutlichen.

(2010) haben ergeben, dass das Wachstum bis hin zu den für die Abrasion betrachteten Größen quasi monodispers verläuft. Die Wachstumszeitskalen sind dabei nur bedingt zu vergleichen, das sich die Anzahldichten der beiden Fälle voneinander unterscheiden. Es kann jedoch festgestellt werden, dass das Wachstum bis hin zu der jeweiligen maximalen Agglomeratgröße in Zsom et al. (2010) einige hundert bzw. tausend Jahre benötigt. Die hier für die Abrasion berechneten Zeitskalen sind um ca. eine Größenordnung länger. Da jedoch eine Halbierung des Radius eine Reduzierung um einen Faktor 8 in der Masse bedeutet (bzw. eine Halbierung der Masse bereits für einen Radiusverlust von 20% eintritt), ist anzunehmen, dass Abrasion einen nicht zu vernachlässigen Einfluss auf das Wachstumsverhalten hat, indem sie den Anteil von kleinen Fragmenten an der Gesamtmasse der Agglomerate in der protoplanetaren Scheibe deutlich erhöht. Diese können einerseits zum Wachstum beitragen, indem sie durch direktes Haften zu *Clustern* (siehe Kapitel 3) anwachsen oder durch Massentransfer zur Entstehung großer Agglomerate beitragen. Andererseits besteht die Möglichkeit, dass die Fragmente dem Wachstum entgegenwirken. Dies kann beispielsweise durch Erosion geschehen, welche im derzeitigen Stoßmodell noch nicht integriert ist, jedoch im folgenden Abschnitt 6.6 diskutiert wird.



**Abbildung 6.8:** Numerische Lösungen der Smulochowski-Gleichung für die drei Nebelmodelle mit je drei Geschwindigkeitsverteilungen. Hervorgehoben sind die Zeitpunkte, zu denen die Agglomerate auf die Hälfte ihrer ursprünglichen Größe reduziert wurden und die Radien bei denen sie beginnen, voneinander abzu-prallen.

Neben ihrer potentiellen Rolle bei der Entstehung von Agglomeraten hat die Abrasion darüber hinaus auch Relevanz für die Erklärung der Beobachtungen von protoplanetaren Scheiben. Die spektralen Energieverteilungen (engl. *Spectral Energy Distribution*, SED) älterer Scheiben weisen auf eine große Anzahl von Staubpartikeln und kleinen Agglomeraten hin, welche allerdings aufgrund ihres Alters bereits in größeren Objekten gebunden sein sollten (Dullemond und Dominik 2005). Die derzeit anerkannte Erklärung hierfür sind Stöße, welche zur Fragmentation der Agglomerate führen und somit für einen Nachschub an kleinen Partikeln sorgen. Die Abrasion stellt ebenfalls eine Form von Massenverlust dar, ergänzt die bisherige Annahme allerdings dahingehend, dass sie kleine Fragmente erzeugt, ohne die großen Agglomerate zu zerstören.

## 6.6 Diskussion des Einflusses neuer Ergebnisse zur Kraterbildung und Erosion

Abbildung 6.2 stellt den zum Zeitpunkt der Veröffentlichung dieser Arbeit aktuellen Stand des Stoßmodells dar und berücksichtigt die in dieser Dissertation vorgestellten Experimente, sowie die Ergebnisse von Arbeiten anderer Autoren, welche sich mit dem Einset-

**Tabelle 6.1:** Ergebnisse der durchgeführten Simulationen zur Effizienz der Abrasion für die drei diskutierten Nebelmodelle und jeweils drei verschiedene Geschwindigkeitsverteilungen.

Nebelmodell	$r_0$ [cm]	$r_{final}$ [cm]	$t_{0.5}$ [a]	$t_{final}$ [a]
Niedrige Dichte, Brauer et al. (2008a)				
h=1	0,054	0,016	72778	1334540
h=2	0,035	0,010	38764	683078
h=4	0,023	0,007	20611	343842
MMSN-Modell, Weidenschilling (1977b)/ Hayashi (1981)				
h=1	0,345	0,099	29423	605064
h=2	0,226	0,065	15467	317857
h=4	0,147	0,044	8529	138942
Hohe Dichte, Desch (2007)				
h=1	0,730	0,330	7165	16451
h=2	0,421	0,190	3042	6866
h=4	0,258	0,117	1374	3017

zen der Fragmentation auseinander gesetzt haben. An dieser Stelle sollen die Ergebnisse der in Abschnitt 2.3.2 beschriebenen, kürzlich veröffentlichten bzw. noch unveröffentlichten Experimente und Simulationen mit dem Stoßmodell verglichen werden. Dabei soll erläutert werden, warum die Ergebnisse noch nicht in das Modell integriert wurden. Die neuen Experimente zeigen allerdings bereits die Grenzen der durch das Modell getroffenen Vorhersagen auf und legen auch die nächsten Schritte hin zu einem vollständigen Bild des Stoßverhaltens von Staubagglomeraten nahe.

Abbildung 6.9 zeigt die Ergebnisse der neuen Experimente, aufgetragen über einer Hälfte von Abbildung 6.2. Dabei wurden die Ergebnisse in Gruppen unterteilt und zunächst der Übersicht halber in separate Abbildungen eingetragen (Abbildung 6.9a und b). In Abbildung 6.9c sind alle Ergebnisse zusammen dargestellt. Weiße Kästen zeigen an, in welchem Größenbereich die jeweiligen Experimente durchgeführt wurden. Darüber hinaus zeigen schwarze Kästen die Bereiche an, in denen die Ergebnisse extrapoliert wurden. Dabei ist es, wie im Beispiel von Meisner et al. (2013), möglich, dass die experimentell gefunden Übergänge bei Parametern stattfinden, welche im Nebelmodell in dieser Kombination nicht auftreten. Die untersuchten Übergänge werden in diesen Fällen erst in der

Extrapolation sichtbar.

Der Fokus dieser neuen Experimente liegt vor allem auf dem Übergang von Wachstum zu Massenverlust bei Stößen zwischen Stoßpartnern unterschiedlicher Größe.

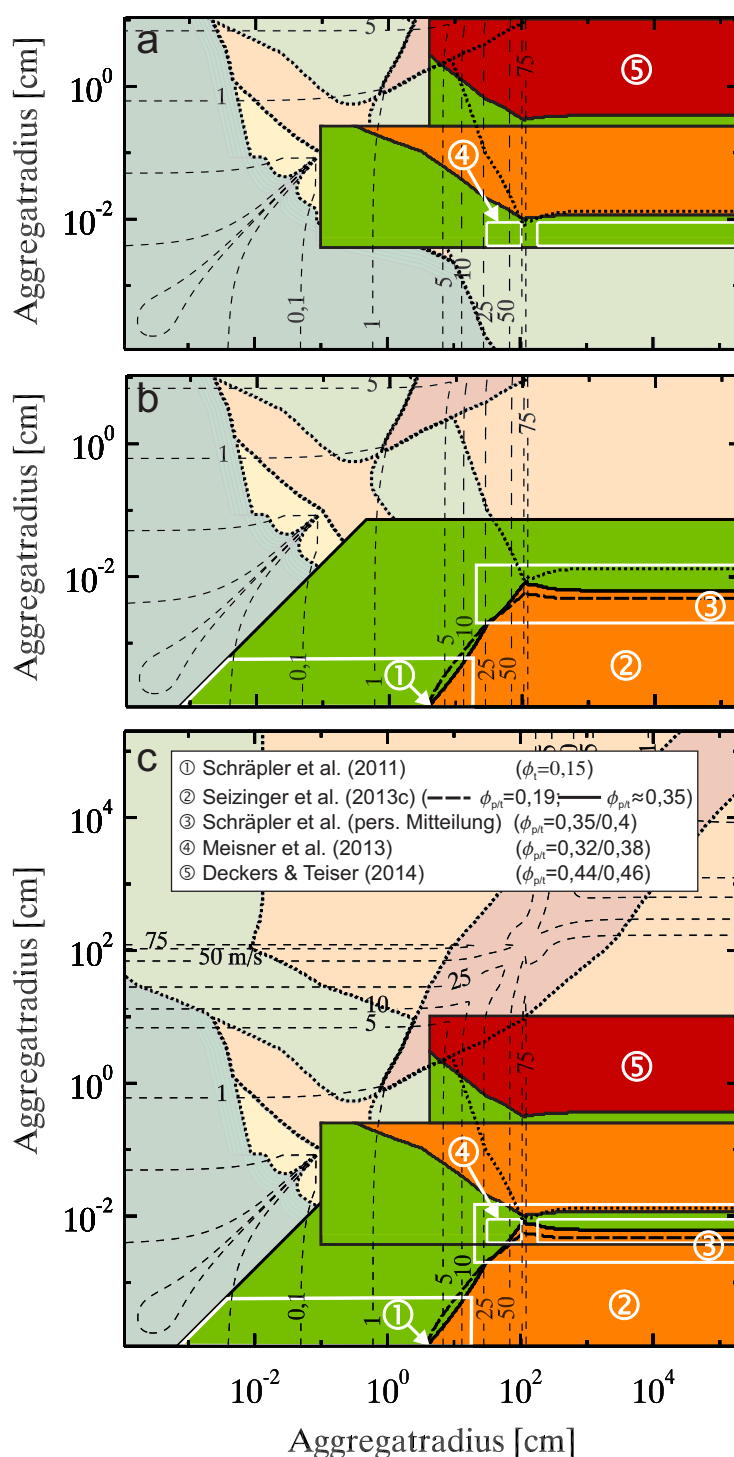
Die von Windmark et al. (2012a) gewählte Beschreibung des Massenverlusts durch Kraterbildung berücksichtigt nicht die Erosion größerer Agglomerate durch Einschläge einzelner Staubkörner oder kleinerer Agglomerate, wie sie von Schräpler und Blum (2011) beobachtet wurde. Der Verzicht auf diesen Effekt begründen sie damit, dass diese Form der Erosion bei kompakteren Agglomeraten an Effektivität verliert. Experimentell wurde diese in Schräpler und Blum (2011) berichtete Verdichtung durch eine Passivierung der Oberfläche hervorgerufen, welche durch den unidirektionalen Einfall der Projektile hervorgerufen wurde. Simulationen der Erosion bei omnidirektionalem Beschuss des *Targets* weisen diesen Effekt nicht auf (Seizinger et al. 2013). Außerdem haben sowohl die Vorexperimente zu Schräpler und Blum (2011) (Schräpler, persönliche Mitteilung) als auch die Simulationen von Seizinger et al. (2013) gezeigt, dass auch kompaktere Agglomerate von Erosion betroffen sind.

Das experimentell beobachtete Einsetzen der Erosion bei  $2,7 \text{ m s}^{-1}$  ist in Abbildung 6.9b durch die Nummer 1 gekennzeichnet, wobei die Farbe Orange hier Erosion kennzeichnet und Hellgrün für Wachstum steht. Der von Seizinger et al. (2013) gefundene Zusammenhang für den Übergang von Wachstum zu Erosion für Projektile unterschiedlicher Größe ist durch die Nummer 2 gekennzeichnet, wobei hier die Ergebnisse für die dichteren Agglomerate mit  $\phi \approx 0,35$  farblich dargestellt sind. Der Übergang wird nach Gleichung 8 aus Seizinger et al. (2013) durch

$$\frac{m}{1 \text{ g}} = m_{\text{mono}} \left( 0,22 + 2,99 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{v_{\text{er}}}{1 \text{ cm s}^{-1}} \right)^{1/0,24} \quad (6.12)$$

beschrieben, wobei hier  $m_{\text{mono}} = 3,5 \cdot 10^{-12} \text{ g}$  die Masse der Monomere ist. Qualitativ sind diese in Übereinstimmung mit den Simulationen für die hoch porösen Agglomerate ( $\phi = 0,19$ ), welche durch die gepunktete Linie dargestellt werden. In beiden Simulationen ist deutlich zu sehen, dass für kleinere Einschlagsenergien (kleine Projektilgröße und/oder kleine Einschlagsgeschwindigkeiten) vor allem Wachstum auftritt. Dieses kann aufgrund der lokalen Beschädigung des größeren Agglomerates auch kleiner als die Masse des Projektils sein. Die Übergangsgeschwindigkeit nimmt dabei mit zunehmender Projektilmasse zu. Größere Projektile führen demnach auch noch bei höheren Geschwindigkeiten zu Wachstum. Dieser Effekt verläuft anders als beispielsweise die Kraterbildung, bei welcher größere Agglomerate bereits bei geringeren Geschwindigkeiten zerbrechen. Abbildung 6.9 b zeigt, dass der Gültigkeitsbereich der Simulationen von Seizinger et al. (2013) nur einen kleinen Teil des betrachteten Parameterraums abdeckt (weiße Box). Die Autoren weisen darauf hin, dass oberhalb einer Projektilmasse von ca. 256 – 512 bzw. 0,5 % der *Targetgröße* ein Übergang von Erosion zu Fragmentation stattfindet und beide Stoßpartner zerbrechen. In ihren Simulationen berechnen sie, dass in diesem Fall die Geschwindigkeit, oberhalb derer es zu Fragmentation kommt, bei ca.  $11 \text{ m s}^{-1}$  liegt. Der Grund für diesen Übergang liegt allerdings in der Größe der simulierten *Targets*. Schräpler et al. (persönliche Mitteilung) haben kürzlich vergleichbare Experimente durchgeführt und konnten zeigen, dass sich der von Seizinger et al. (2013) vorhergesagte Zusammenhang zwischen Projektilgröße und Übergang von Erosion zu Massentransfer auch für größere Projektile bei den in der protoplanetaren Scheibe realistischen Geschwindigkeiten,





**Abbildung 6.9:** Vergleiche der Ergebnisse aktueller Experimente zu Massentransfer, Kraterbildung und Erosion, eingetragen im aktuellen Stoßmodell. Der Übersicht halber sind die Ergebnisse jeweils nur in der unteren Hälfte der Abbildung eingetragen. Das Modell aus Abbildung 6.2 ist dabei in helleren Farben dargestellt als die zu vergleichenden Experimente. Die Grenzen des alten Modells werden durch die gestrichelten Linien dargestellt. Die jeweiligen Bereiche, in welchen Experimente bzw. Simulationen durchgeführt wurden, sind durch weiße Boxen gekennzeichnet. Zusätzlich sind die Ergebnisse über die Grenzen hinaus extrapoliert. Diese Extrapolationen werden durch schwarze Boxen dargestellt. **a:** Experimente zum Übergang von Massentransfer zu Kraterbildung und katastrophaler Fragmentation. **b:** Experimente zum Übergang zwischen Wachstum und Erosion. **a** und **b** wurden jeweils in einem Ausschnitt des Modells dargestellt. **c:** Die in **a** und **b** dargestellten Ergebnisse in der selben Abbildung.

fortsetzt. Daraus folgt, dass im MMSN-Modell oberhalb einer bestimmten Projektilmasse keine Erosion mehr auftritt. Inwieweit der Übergang zwischen Wachstum und Erosion bei größeren als den von Schräpler et al. (persönliche Mitteilung) verwendeten Projektilen Gültigkeit besitzt, ist noch nicht untersucht.

In Abbildung 6.9 a werden die Experimente von Meisner et al. (2013) und Deckers und Teiser (2014) für größere Projektile gezeigt. Beide Arbeiten beschreiben den Übergang von Massentransfer zu Massenverlust anhand einer kritischen Energie. Meisner et al. (2013) beobachten dabei einen Übergang von einem Nettowachstum zu einem Massenverlust bei einer kinetischen Energie von  $9,6 \cdot 10^{-3}$  mJ. Dies entspricht für die in der Arbeit untersuchten mittleren Teilchengrößen von  $43,4 \mu\text{m}$  und  $91,5 \mu\text{m}$  einer Geschwindigkeit von ca.  $90 \text{ m s}^{-1}$ , welche von den im MMSN-Modell dargestellten mittleren Geschwindigkeiten nicht erreicht wird. Somit ist der experimentell bestimmte Übergang innerhalb der Darstellung nicht zu sehen (weiße Box, Nummer 4). Erst eine Extrapolation der Ergebnisse (schwarze Box) hin zu größeren Projektilmassen zeigt den Übergang, welcher qualitativ mit vorherigen, auf Teiser und Wurm (2009b) und Beitz et al. (2011) basierenden, Ergebnissen übereinstimmt. Der Bereich, in welchem die Stöße zu Massenverlust führen, setzt allerdings bereits für kleinere *Targets* ein, wie der Vergleich mit der gestrichelten, ursprünglichen Grenze zeigt. Wie auch im Modell von Windmark et al. (2012a) sagen Meisner et al. (2013) eine Projektilgröße voraus, unterhalb welcher nur noch Wachstum durch Massentransfer stattfindet.

Zu einem ähnlichen Ergebnis führen die Ergebnisse von Deckers und Teiser (2014) (Nummer 5), welche bei einer kritischen Energie von 298 mJ einen direkten Übergang von Massentransfer zu katastrophaler Fragmentation beobachten. Dieser wurde ebenfalls in Abbildung 6.9 b und c eingetragen. Unter den Bedingungen innerhalb einer protoplanetaren Scheibe nach dem MMSN-Modell findet der Übergang bei deutlich größeren Projektilen statt als dies aus Windmark et al. (2012a) oder Meisner et al. (2013) folgt. Es würden somit Projektile in einem breiten Massenbereich zu Wachstum führen. Allerdings würden energiereichere Stöße nicht erst zu Massenverlust oder Kraterbildung führen, sondern direkt die Zerstörung des *Targets* zur Folge haben. Als Ursache hierfür kommt der verwendete Versuchsaufbau in Frage, bei dem das *Target* in einer festen Halterung lag und, anders als bei den anderen betrachteten Experimenten, keine freien Stöße untersucht wurden. Anhand der derzeit zur Verfügung stehenden Informationen ist es noch nicht möglich, ein geschlossenes Bild des Übergangs zwischen Massentransfer und Erosion bzw. Kraterbildung zu zeichnen. Die durchgeführten Experimente unterscheiden sich nicht nur im verwendete Analogmaterial, sondern auch in Porosität und experimentellem Aufbau und führen, wie der Vergleich zwischen Meisner et al. (2013) und Deckers und Teiser (2014) zeigt, zu zum Teil widersprüchlichen Ergebnissen. Hier können erst systematische Experimente zum Einfluss des Massenverhältnisses zwischen den Stoßpartnern zu einem einheitlichen Bild führen (Bukhari Syed et al. eingereicht).

Interessant ist vor allem der Bereich zwischen Kraterbildung – sowohl nach Windmark et al. (2012a) als auch nach Meisner et al. (2013) – und Erosion (Seizinger et al. 2013, siehe Abbildung 6.9 c). Die zur Verfügung stehenden Daten zeigen nicht eindeutig, ob es im hier betrachteten MMSN-Modell einen potentiellen „Wachstumspfad“ gibt oder ob das Wachstum – wie im Modell von Güttler et al. (2010) für kompakte Stoßpartner – durch Massenverlust verhindert wird. Dieser würde allerdings einen Engpass bei *Targetgrößen* oberhalb von ca. 1 m aufweisen und nur in Kombination mit Projektilen einer

Größen von ca.  $100\,\mu\text{m}$  zu Wachstum führen. Die Daten von Seizinger et al. (2013) deuten an, dass dieser Pfad für poröse Agglomerate etwas breiter wäre. Das Größenintervall, welches theoretisch zu Wachstum führen kann, hängt des Weiteren stark von dem betrachteten Nebelmodell und den Partikeln ab. Es soll jedoch der Eindruck vermieden werden, dass es sich bei Kraterbildung und Erosion um Effekte handelt, welche „ineinander übergehen“ könnten.

An dieser Stelle kann die Frage, inwieweit dieser Pfad Relevanz für die Entstehung von größeren protoplanetaren Körpern hätte, nicht beantwortet werden. Dies muss durch zukünftige Wachstumssimulationen geschehen. Als Quelle kleiner Fragmente kommen die Abrasion und Fragmentation größerer Agglomerate in Frage. Diese Prozesse erzeugen jedoch eine Größenverteilung an kleineren Agglomeraten. Es ist allerdings zu sehen, dass, im Falle eines Wachstumspfad, Wachstum nur möglich ist, wenn die Größenverteilung der Agglomerate einer passenden, bidispersen Verteilung folgt. Zusätzlich müssen die nachstehenden Bedingungen erfüllt sein: zu einen dürfen die größten Agglomerate nicht so häufig sein, als dass sie sich durch Fragmentation gegenseitige Stöße zerstören. Zum anderen muss die Population kleinerer Agglomerate vorwiegend in dem passenden Größenintervall um  $100\,\mu\text{m}$  liegen, welches zu Massentransfer führt. Zu viele kleinere Agglomerate würden zu Erosion führen, wohingegen größere Massenverlust in Form von Kratern hervorrufen würden. Beide Prozesse produzieren gleichzeitig kleine Fragmente, welche wiederum die Erosion verstärken. Dem entgegenwirken können Wachstumsprozesse wie in Kapitel 3 beschrieben. Aufgrund der geringen Relativgeschwindigkeiten und Stoßquerschnitte zwischen diesen Agglomeraten ist jedoch davon auszugehen, dass dieser Prozess langsamer abläuft als der Massenverlust. Diese verschiedenen Bedingungen an diesen Wachstumspfad machen es nach dem derzeitigen Kenntnisstand unwahrscheinlich, dass er zur Entstehung von protoplanetaren Körpern beitragen kann.

## 6.7 Übertragung des Stoßmodells auf andere Monomere

Das im Rahmen dieses Kapitels vorgestellte Stoßmodell wurde anhand von Experimenten erstellt, welche mit mikrometergroßen Siliziumdioxidpartikeln durchgeführt wurden. Wie in Abschnitt 2.5 diskutiert, stellen die verwendeten Analogmaterialien nach dem heutigen Kenntnisstand eine gute Näherung an die Staubkörner im Inneren einer protoplanetarer Scheiben dar. Da die genaue Größenverteilung jedoch nicht bekannt ist, wird an dieser Stelle der Einfluss der Größe der Staubkörner auf das Modell diskutiert. Ebenfalls soll eine Übertragung des Modells auf Agglomerate aus Wassereis erfolgen.

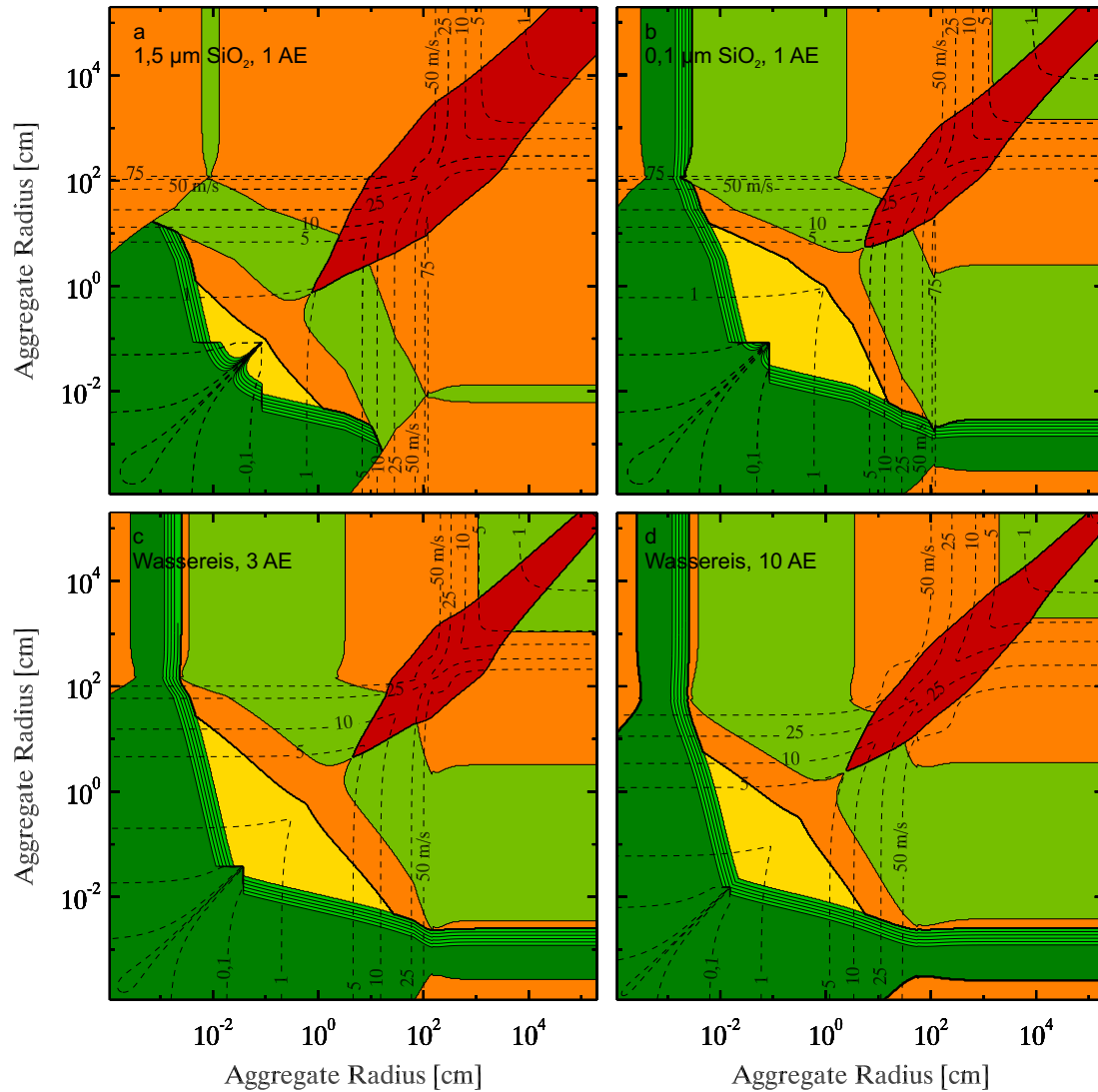
Abbildung 6.10 zeigt Extrapolationen des Modells für  $0,1\,\mu\text{m}$  große  $\text{SiO}_2$ - und  $1,5\,\mu\text{m}$  große Wassereispartikel.

Die Skalierung des Stoßmodells hin zu kleineren Monomeren erfolgt anhand der Simulationen von Dominik und Tielens (1997). Ein Ergebnis ist, dass Haftung zweier Agglomerate auftritt, wenn für die Energie des Stoßes

$$E_{\text{coll}} < 5E_{\text{Roll}} = E_{\text{st}} \quad (6.13)$$

gilt. Hierbei ist

$$E_{\text{Roll}} = 6\pi^2\gamma r\xi_{\text{crit}} \quad (6.14)$$



**Abbildung 6.10:** Das Stoßmodell inklusive Erosion für drei unterschiedliche Staubkörner. **a:** Das Stoßmodell aus Abschnitt 6.6 bei einem Abstand von 1 AE, **b:** Das Stoßmodell für  $\text{SiO}_2$ -Staubkörner mit einem Durchmesser von  $0,1 \mu\text{m}$ , **c** und **d:** Das Modell für Wassereispartikel mit einem Durchmesser von jeweils  $1,5 \mu\text{m}$  bei 3 AE und 10 AE.

die Energie, welche nötig ist, um zwei in Kontakt befindliche Kugeln um einen Winkel von  $90^\circ$  zu rollen. Diese Energie hängt von der Oberflächenenergie  $\gamma$  und der Strecke  $\xi_{\text{crit}}$  ab, welche überwunden werden muss, um Kontakte auf der Oberfläche zu brechen und eine Rollbewegung einzuleiten. Für diese wird im Allgemeinen  $\xi_{\text{crit}} = 1 \text{ \AA}$  angenommen. Unter der Annahme eines rotationsfreien Stoßes und kugelförmiger Agglomerate folgt

$$v_{\text{st}} = \sqrt{\frac{45\pi\gamma\xi_{\text{crit}}}{\rho\phi r}} \propto r^{-1}. \quad (6.15)$$

Darüber hinaus fanden Dominik und Tielens (1997) heraus, dass ab einer Stoßenergie  $E_{\text{cat}}$  von

$$E_{\text{coll}} > E_{\text{cat}} = 10 \frac{m}{m_{\text{mono}}} E_{\text{br}} \quad (6.16)$$

die Stoßpartner in einzelne Monomere der Masse  $m_{\text{mono}}$  oder kleine Agglomerate fragmentieren. Für identische Monomere gilt für die Energie, welche nötig ist, um den Kontakt zweier Staubkörner zu brechen,

$$E_{\text{br}} = \frac{43 \gamma^{5/3} r^{4/3} E}{2(1 - v_{\text{PZ}}^2)} . \quad (6.17)$$

Die elastischen Eigenschaften der Monomere werden durch den Elastizitätsmodul  $E$  und die Poissionzahl  $v_{\text{PZ}}$  berücksichtigt. Entsprechend folgt für die Geschwindigkeit, ab welcher ein Aufbrechen des Agglomerates in einzelne Monomere oder kleine Fragmente auftritt,

$$v_{\text{cat}} = \sqrt{\frac{645 \gamma^{5/3} E}{2(1 - v_{\text{PZ}}^2) \pi}} r^{-5/6} \propto r^{-5/6} . \quad (6.18)$$

Das Einsetzen der Fragmentation wird in den Simulationen bei Energien von

$$E_{\text{coll}} > 0,3 \frac{m}{m_{\text{mono}}} E_{\text{br}} \quad (6.19)$$

beobachtet, womit die Größenabhängigkeit der korrespondierenden Geschwindigkeit die gleiche Potenz aufweist.

Abbildung 6.10 b zeigt das Stoßmodell für Agglomerate aus Staubpartikeln mit einem Durchmesser von  $0,1 \mu\text{m}$ . Hierzu wurden die Fragmentations- und die Abrasionsgrenze entsprechend Gleichung 6.18 mit einem Faktor  $(0,1 \mu\text{m}/1,5 \mu\text{m})^{-5/6} = 9,6$  skaliert. Die Haftgrenze wurde entsprechend Gleichung 6.15 um einen Faktor  $(0,1 \mu\text{m}/1,5 \mu\text{m})^{-1} = 15,0$  verschoben. Der Vergleich zu dem bereits im vorangegangenen Abschnitt diskutierten Stoßmodell für  $1,5 \mu\text{m}$  große Monomere zeigt, dass der Übergang (oder Engpass, in Bezug auf das Wachstum) von Erosion und Kraterbildung unter den Bedingungen des MMSN-Modells nicht auftritt. Stattdessen ist ein Wachstum großer Agglomerate durch Einschläge kleinerer Projektile für ein großes Spektrum an Stoßpartnern möglich. Darüber hinaus können aufgrund der höheren Fragmentationsgeschwindigkeit auch kleine Agglomerate direkt an großen Objekten haften, ohne dabei zu fragmentieren. Abprallende Stöße und Abrasion treten ebenfalls erst bei größeren Agglomeraten auf. Weiterhin ergibt sich aus dem modifizierten Stoßmodell ein weiterer Bereich des Parameterraumes, in welchem Massentransfer für sehr große Agglomerate möglich ist („rechts oben“). Dieser entsteht durch die Größenabhängigkeit der aus der radialen und azimuthalen Drift folgenden Geschwindigkeit, welche für große Objekte geringer wird (siehe Abschnitt 2.2.1). Hier wurden die Ergebnisse der Experimente zu deutlich größeren Agglomeraten extrapoliert als bisher untersucht wurden, sodass diese Aussage nicht als gesichert zu betrachten ist.

Die hier vorgestellte Extrapolation des Modells sollte vor allem als Abschätzung des Einflusses der Monomergröße auf mögliche Wachstumsprozesse betrachtet werden. Die Ergebnisse der Simulationen von Dominik und Tielens (1997) sind nach wie vor Gegenstand von Diskussionen, da sich ein Teil der getroffenen Vorhersagen wie die Höhe der

Haftgeschwindigkeit von einzelnen Staubkörnern in Experimenten nicht reproduzieren ließ (Poppe et al. 2000b). Kürzlich haben Kimura et al. (2015) jedoch unter Berücksichtigung des Einflusses der Luftfeuchtigkeit auf die Oberflächenenergie der Staubkörner eine mögliche Erklärung für diese Diskrepanz geliefert. Allerdings wurden die Simulationen von Dominik und Tielens (1997) lediglich für kleine, zweidimensionale Agglomerate mit bis zu 40 Monomeren durchgeführt. Ob die Ergebnisse bis hin zu makroskopischen Agglomeraten ihre Gültigkeit behalten, wurde bisher nicht experimentell überprüft.

Schließlich soll auch eine Extrapolation der Ergebnisse dieser Arbeit auf Stöße zwischen Agglomeraten aus Wassereispartikeln erfolgen. Hierfür wird die Annahme von Lorek et al. (2016) übernommen, welche, basierend auf Laborexperimenten (z. B. Gundlach und Blum 2015), besagt, dass sowohl die Fragmentations- als auch die Haftgrenzen um einen Faktor 10 höher sind als bei Siliziumdioxidpartikeln. Abbildungen 6.10 c und d zeigen das angepasste Modell für Agglomerate aus  $1,5\,\mu\text{m}$  großen Wassereispartikeln in einem Abstand von 3 AE und 10 AE zur Sonne. Da die Faktoren, um welche die Regimegrenzen verschoben wurden, denen für den zuvor diskutierten Fall kleinerer Monomere ähneln, stimmen auch die qualitativen Aussagen beider Extrapolationen überein. Dabei ist zu sehen, dass der Abstand zur Sonne sich zwar auf die Stoßgeschwindigkeiten auswirkt, jedoch nur einen geringen Einfluss auf die Ergebnisse der Stöße zweier Agglomerate hat. Formal findet sich in der Darstellung des Modell für Eisagglomerate bei Stößen zwischen kleinen ( $\lesssim 100\,\mu\text{m}$ ) und sehr großen Agglomeraten ein Bereich, in welchem Abrasion voraus gesagt wird. Dieser beruht jedoch auf einer starken Extrapolation der Ergebnisse dieser Arbeit und sollte bei der Anwendung des Modells gesondert diskutiert werden. Eingangs wurde das von Suyama et al. (2008), Okuzumi et al. (2012) und Kataoka et al. (2013) diskutierte Wachstum von ca. 100 m-großen, hoch porösen Agglomeraten aus Eispartikeln thematisiert, welches die Entstehung großer Körper im äußeren Sonnensystem ermöglicht haben soll. Das an dieser Stelle abgeleitete Modell ergänzt die möglichen Wachstumsszenarien darum, dass auch Stöße zwischen kompakteren Eisagglomeraten zu großen Körpern führen können.

Beide Abwandlungen des Stoßmodells zeigen potentielle Wachstumspfade auf, welche theoretisch ohne das Vorhandensein weiterer Effekte wie der eingangs diskutierten *Streaming Instability* funktionieren. Jedoch werden erst zukünftig durchgeführte Wachstumssimulationen zeigen, inwieweit diese auch tatsächlich zum Wachstum von großen Körpern in der protoplanetaren Scheibe führen können.

## 7 Fazit und Ausblick

Ziel dieser Dissertation war es, ein neues, auf Experimenten basierendes, empirisches Stoßmodell für protoplanetare Staubagglomerate zu erstellen und, anhand von diesem, erste Aussagen darüber zu treffen, bis zu welcher Größe ein Wachstum aufgrund von Stoßen möglich ist. Hierzu wurde das etablierte Stoßmodell von Güttler et al. (2010) als Grundlage verwendet und mit Hilfe von zwei im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Schwerelosigkeitsexperimenten sowie anderen Veröffentlichungen erweitert.

Im ersten Experiment wurde das Stoßverhalten submillimetergroßer Staubagglomerate bei Geschwindigkeiten von wenigen Zentimetern pro Sekunde untersucht. Durchgeführt wurde das Experiment mit mono- und polydispersen Analogmaterialien, mit welchen jeweils zwei Abwürfe am Bremer Fallturm durchgeführt wurden. Die Auswertung einzelner Stöße der Agglomerate hat sowohl Haftung als auch Abprallen gezeigt. Die Daten wurden zusammen mit den zuvor von Weidling et al. (2012) untersuchten Stößen verwendet, um ein Potenzgesetz zu bestimmen, welches den Übergang zwischen beiden Stoßregimen beschreibt. Des Weiteren konnte anhand der neuen Daten der in früheren Arbeiten angegebene Übergangsbereich genauer bestimmt werden. Die neu ermittelte Grenzggeschwindigkeit für Haftung weist eine Massenabhängigkeit mit einer Potenz von  $-1,35$  auf, welche deutlich geringer ist, als der ursprünglich von Güttler et al. (2010) und Weidling et al. (2012) angegebene Wert von  $-3,6$ . Dadurch sagt das Modell ein Haften von Agglomeraten unterhalb eines Radius von etwa  $1\text{ mm}$  bei höheren Geschwindigkeiten voraus, wohingegen größere Agglomerate bereits bei kleineren Geschwindigkeiten voneinander abprallen. So ergibt sich aus dem neuen Stoßmodell für Agglomerate mit einem Durchmesser von  $100\text{ }\mu\text{m}$  eine – mit  $42\text{ cm s}^{-1}$  gegenüber  $4,4 \cdot 10^{-1}\text{ cm s}^{-1}$  – ca. 100 mal höhere Haftgeschwindigkeit als in den vorherigen Modellen. Dahingegen fällt diese für Agglomerate von  $1\text{ cm}$  Größe mit  $1,5 \cdot 10^{-3}\text{ cm s}^{-1}$  etwa 6 mal kleiner aus als die zuvor angenommen  $9,6 \cdot 10^{-3}\text{ cm s}^{-1}$ . Zwischen den beiden verwendeten Analogmaterialien konnte kein signifikanter Unterschied für die Haftgrenze festgestellt werden. Während zwei der Abwürfe konnte die Entstehung von Clustern aus Agglomeraten beobachtet werden. Stöße zwischen diesen Clustern führten bei höheren Geschwindigkeiten zu Haftung als dies aufgrund der Haftgrenze für Stöße zwischen einzelnen Agglomeraten zu erwarten gewesen wäre. Die Untersuchung eines länglichen Clusters hat exemplarisch gezeigt, dass diese auch fraktale Eigenschaften aufweisen können ( $D_f \approx 1,7$ ). Bis zu welcher Größe Stöße zwischen Agglomeratclustern zu Haftung führen und bei denen Geschwindigkeiten sie fragmentieren, wird durch zukünftige Experimente beantwortet werden müssen.

In einem zweiten Experiment wurden, im Rahmen eines Parabelfluges, Stöße zentimetergroßer Staubkugeln bei Geschwindigkeiten, bei welchen keine Fragmentation erwartet wird, untersucht. Die Stoßgeschwindigkeiten der Kugeln wurden während der späteren Parabeln erhöht und lagen zwischen ca.  $5\text{ cm s}^{-1}$  und  $25\text{ cm s}^{-1}$ . Aufgrund der langen

Schwereelosigkeitszeit während des Parabelfluges war es möglich, eine Vielzahl von – zunächst abprallend erscheinenden – Stößen zwischen den Agglomeraten zu generieren. Auf diese Weise sollte überprüft werden, ob zwischen den Regimen abprallender Stöße und Fragmentation ein Übergangsbereich existiert, in dem Stöße zu einem geringfügigen Massenverlust an der Oberfläche führen.

Die optische Inspektion und die Wägung der Kugeln nach dem Experiment ergab, dass diese Beschädigungen an der Oberfläche aufwiesen. Für diese Form des Massenverlust wurde der Begriff „Abrasion“ gewählt. Anhand der Kameraaufzeichnungen des Experiments konnte nachgewiesen werden, dass dieser Massenverlust erst nach Überschreiten einer Grenzggeschwindigkeit einsetzt. Da die einzelnen Stöße nur zu einem geringen, nicht zu beobachtenden Massenverlust geführt haben, war nicht eindeutig zu identifizieren, ob dieser von den Stößen der Agglomerate untereinander oder von den selteneren Stößen mit den Wänden des Experimentvolumens herrührt. Entsprechend wird die Grenzggeschwindigkeit für Stöße von Agglomeraten untereinander mit  $v_{\text{abr, ag/ag}} = 12,57 \text{ m s}^{-1}$  bzw. für Stöße zwischen den Wänden mit  $v_{\text{abr, ag/wa}} = 19,22 \text{ m s}^{-1}$  angegeben. Bei den untersuchten Geschwindigkeiten lag der Radiusverlust in der Größenordnung von  $10^{-4} \text{ cm Stoß}^{-1}$ . Eine Möglichkeit, den dominierenden Stoßprozess zu identifizieren, besteht darin, in weiteren Experimenten die Menge der Agglomerate oder die Größe des Experimentvolumens zu variieren, und somit den Anteil der Stöße mit den Wänden zu verändern. Sollte dies keinen Einfluss auf die Abrasionsrate haben, so ist davon auszugehen, dass dieser Effekt durch die Stöße der Agglomerate untereinander hervorgerufen wird. Des Weiteren ergab die Untersuchung der Restitutionskoeffizienten, dass diese mit steigender Stoßgeschwindigkeit abnehmen, was in Übereinstimmung mit dem von Thornton und Ning (1998) vorhergesagten Potenzgesetz steht.

Neben den durchgeführten Experimenten wurde – unter Verwendung der Publikationen von Blum und Münch (1993), Beitz et al. (2011), Schräpler et al. (2012) und Deckers und Teiser (2013) – ein massen- und geschwindigkeitsabhängiger Zusammenhang für die Stärke der Fragmentation ermittelt. Dieser wurde durch ein Potenzgesetz beschrieben, welches auch verwendet wurde, um die Massenabhängigkeit der Abrasion abzuschätzen. Der Exponent von  $-6,2$  spiegelt dabei die bekannte Beobachtung wider, dass größere Agglomerate bei niedrigeren Geschwindigkeiten fragmentieren als kleinere. Die für die Bestimmung des Übergangs verwendeten Experimente bestätigen zwar diesen Trend, weisen jedoch zum Teil deutliche Abweichungen voneinander auf. Diskutiert wurde, dass dies mit den unterschiedlichen Agglomeraten zu begründen ist. Es zeichnet sich ab, dass gepresste Staubzylinder erst bei höheren Geschwindigkeiten fragmentieren als kugelförmige Agglomerate gleicher Masse. Jedoch legen neuste Experimente von Bukhari Syed et al. (eingereicht) nahe, dass beide Typen einem Potenzgesetz mit gleichem Exponenten folgen. Neben der Form werden zukünftige Experimente auch den Einfluss der Porosität und des verwendeten Analogmaterials auf die Fragmentation untersuchen müssen, um eine genauere Beschreibung dieses Stoßregimes zu erhalten.

Aus den experimentellen Daten wurde ein neues Stoßmodell abgeleitet. Die berücksichtigten Experimente wurden mit Agglomeraten gleicher Größe durchgeführt, sodass die von Windmark et al. (2012a) eingeführte Extrapolation der Ergebnisse auf unterschiedliche Größenverhältnisse angewendet wurde. Um aufzuzeigen, welche Stoßregimes die Wachstumsprozesse in protoplanetaren Scheiben dominieren, wurde das Modell für die abschließende Diskussion in ein Geschwindigkeitsdiagramm übertragen. Diese Dar-



stellung macht deutlich, dass abprallende Stöße für eine geringere Anzahl von Kombinationen aus Stoßpartnern vorkommen, als dies bisher angenommen wurde. Zusammen mit der massenabhängigen Fragmentationsgeschwindigkeit ergab sich zunächst – sofern neben großen auch kleine Agglomerate vorhanden sind – für das betrachtete MMSN-Modell bei 1 AE ein direkter Übergang von Haftung hin zu Wachstum durch Massentransfer.

Mit Hilfe der Smoluchowski-Gleichung konnte eine Abschätzung über die Effektivität der Abrasion erfolgen und gezeigt werden, dass dieser Effekt die Masse der Agglomerate auf Zeitskalen halbiert, welche um eine Größenordnung länger sind als die für das Wachstum dieser Objekte. Des Weiteren stellt dieser Prozess eine stetige Quelle kleiner, submillimetergroßer Agglomerate da, welche zum einen auch in älteren protoplanetaren Scheiben beobachtet werden und zum anderen, in Stößen mit größeren Körpern, ein Wachstum durch Massentransfer ermöglichen. Für diese Abschätzung wurde die Abrasion isoliert von konkurrierenden Wachstumsprozessen betrachtet. Eine genauere Beurteilung werden zukünftige Simulationen, welche das gesamte Stoßmodell einbeziehen, erlauben.

Schließlich wurde das Modell in Hinblick auf neue Ergebnisse zum Thema Massenverlust diskutiert. Hervorzuheben ist der Effekt der Erosion durch kleine Agglomerate, welcher für jede Größe des einschlagenden Agglomerates eine Geschwindigkeit vorhersagt, oberhalb derer es zu Massenverlust kommt. Zusammen mit der betrachteten Darstellung der Stoßgeschwindigkeiten ergibt sich für das MMSN-Modell eine maximale Projektilgröße, unterhalb derer die Stöße zu Erosion führen können. Für die gewählte Darstellung ist diese vergleichbar mit der minimalen Größe, welche zu Kraterbildung führt. Auch wenn durch geringfügige Änderungen der Fragmentationsgrenze eine Projektilgröße existieren würde, bei der Massentransfer möglich wäre, so ist jedoch ein Nettowachstum ausgeschlossen, da die konkurrierenden Effekte, welche zu Massenverlust führen, überwiegen würden.

Das hier betrachtete Modell wurde an Experimenten kalibriert, welche mit Agglomeraten aus ca. mikrometergroßen  $\text{SiO}_2$ -Staubkörnern durchgeführt wurden. Daher erfolgte abschließend eine Extrapolation des Modells hin zu kleineren Staubkörnern, sowie zu Agglomeraten aus Wassereispartikeln. In beiden Fällen wurden die Übergänge zwischen den Stoßregimen um ca. eine Größenordnung hin zu größeren Geschwindigkeiten verschoben. Hieraus ergab sich ein Größenintervall von Projektilen zwischen wenigen Mikrometern und ca. einem Zentimeter, welche in Stößen einen Teil ihrer Masse auf größere Agglomerat ( $r_t \gtrsim 10$  cm) übertragen können oder haften.

Auch wenn das Stoßmodell für die in den Experimenten verwendeten Analogmaterialien impliziert, dass ein Wachstum von Planetesimalen durch Stoßprozesse nicht direkt möglich ist, so legt es dennoch nahe, dass Agglomerate in der Größenordnung von 1 cm entstehen können. Anhand von zukünftigen Wachstumssimulationen kann diese maximale Größe genauer bestimmt werden. Bestätigen sich die hier gezogenen Schlussfolgerungen, liefert das vorliegende Stoßmodell eine Erklärung für die Entstehung der zentimetergroßen Agglomerate, welche nötig sind, um die *Streaming Instability* auszulösen und somit zur Entstehung von Planetesimalen führen.

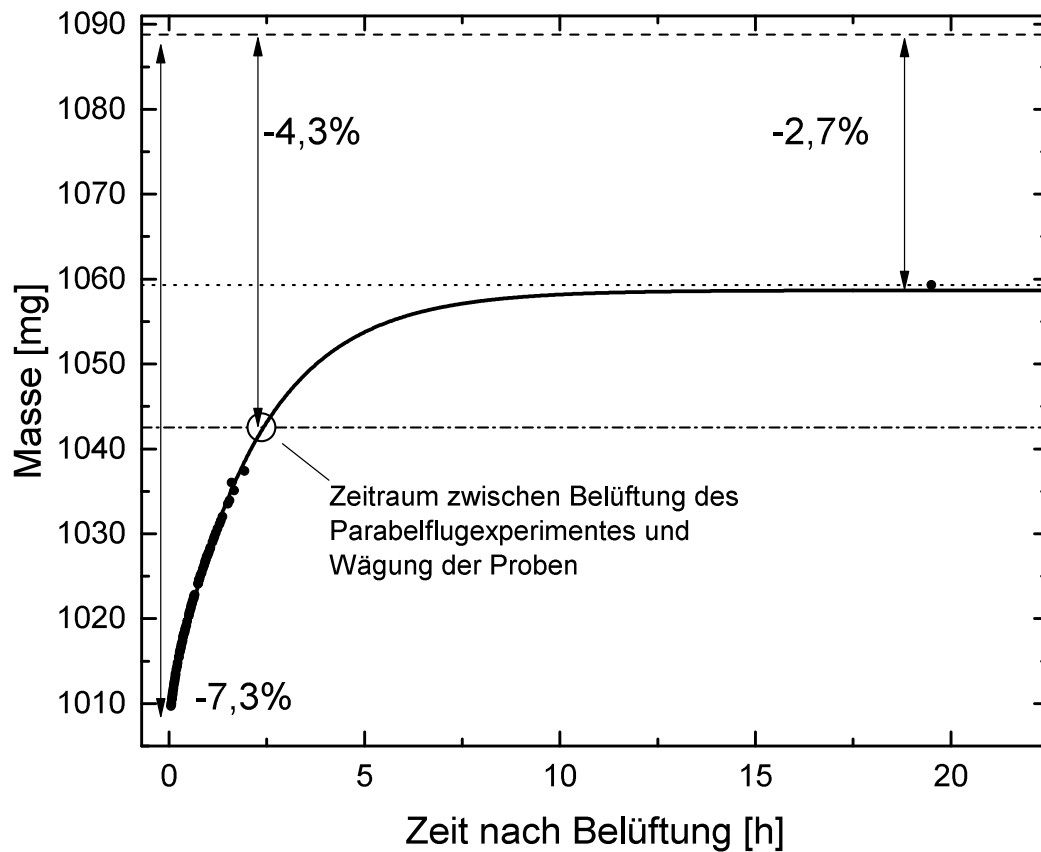


# A Einfluss der Luftfeuchtigkeit auf die Wägung von Staubagglomeraten

Bei den im Rahmen von Kapitel 4 durchgeführten Wägungen der Staubagglomerate mit Radius von ca. 1,2 cm und  $\phi = 0,45$  muss der Einfluss der Luftfeuchtigkeit berücksichtigt werden. Bei den Agglomeraten handelt es sich um hoch poröse Objekte, welche Feuchtigkeit aus der Luft speichern können. Hinzu kommt, dass jedes Monomer des verwendeten monodispersen Analogmaterials eine Mikroporosität aufweist.

Ein Teil des in den Agglomeraten und auf der Oberfläche gespeicherten Wassers wird während der Evakuierung aus den Staubagglomeraten entfernt. Dies hat zur Folge, dass Wägungen nach den Experimenten eine systematisch geringere Masse gegenüber der Messung vor Beginn der Experimente ergeben. Um die Größe dieses Fehlers zu bestimmen, wurde eine exemplarische Messung durchgeführt. Hierzu wurde ein Staubagglomerat über einen Zeitraum von 2 Stunden und unter einem Druck von  $\lesssim 1$  mbar im Vakuum aufbewahrt. Dies entspricht den Bedingungen, denen die Proben während der Parabelflugkampagne ausgesetzt wurden. Abbildung A.1 zeigt die gemessene Zunahme der Masse von zuvor evakuierten Agglomeraten durch die Aufnahme von Feuchtigkeit aus der Luft. Die Labormessungen wurden während der ersten zwei Stunden nach der Belüftung durchgeführt. Nach 20 Stunden wurde eine weitere Messung durchgeführt, um zu überprüfen, ob das Agglomerat die ursprüngliche Menge an Feuchtigkeit wieder aufgenommen hatte.

Unmittelbar nach dem Belüften des Agglomerates weicht dessen Masse um 7,3 % von der Ausgangsmasse ab. Unter der Annahme, dass während der Lagerung im Vakuum die gesamte Feuchtigkeit aus dem Agglomerat entfernt wurde, entspricht dies einem Volumenanteil von 9 %, welcher sowohl in dem Agglomerat eingelagert, als auch auf der Oberfläche angelagert ist. Im Verlauf der ersten zwei Stunden nimmt die gemessene Masse deutlich zu. Die Wägung nach den Parabelflugexperimenten erfolgte nach ca. 2,5 Stunden. Basierend auf der im Labor durchgeführten Messung ist zu diesem Zeitpunkt mit einer Abweichung von 4,3 % zu rechnen. Diese wurde in Abschnitt 4.5.1 berücksichtigt. Die Messung nach 20 Stunden weist immer noch eine Diskrepanz von 2,7 % auf. Es ist davon auszugehen, dass die Aufnahme der ursprünglichen Menge an Wasser bei den gepressten Agglomeraten deutlich länger dauert, da der Staub in kompakter Form und nicht als loses Pulver vorlag. Die beobachtete Saturierung der Massenzunahme deutet sogar darauf hin, dass dies bei der vorliegenden Dichte des Agglomerates nicht möglich ist.



**Abbildung A.1:** Wägung der Masse eines kugelförmigen Staubagglomerates nach einer Evakuierungsdauer von zwei Stunden. Es ist zu erkennen, dass das Agglomerat Feuchtigkeit aus der Luft aufnimmt. Der Prozess saturiert, bevor das Agglomerat die ursprüngliche Menge an Feuchtigkeit wieder aufgenommen hat (gepunktet Linie). Durch Linien hervorgehoben sind des Weiteren die ursprüngliche Masse des Agglomerates (gestrichelt) und die Masse, welche zum Zeitpunkt der Wägung während der Parabelflugkampagne zu erwarten ist (Punkt-Strich-Linie).

# Literaturverzeichnis

- Alexander, R., 2008, From discs to planetesimals: Evolution of gas and dust discs, *New Astronomy Reviews*, 52, 60–77
- Andrews, S. M., Williams, J. P., 2007, High-Resolution Submillimeter Constraints on Circumstellar Disk Structure, *The Astrophysical Journal*, 659, 705–728
- Bai, X.-N., Stone, J. M., 2010, Dynamics of Solids in the Midplane of Protoplanetary Disks: Implications for Planetesimal Formation, *The Astrophysical Journal*, 722, 1437–1459
- Balbus, S. A., Hawley, J. F., 1991, A powerful local shear instability in weakly magnetized disks. I - Linear analysis. II - Nonlinear evolution, *The Astrophysical Journal*, 376, 214–233
- Beitz, E., Güttler, C., Blum, J., Meisner, T., Teiser, J., Wurm, G., 2011, Low-velocity Collisions of Centimeter-sized Dust Aggregates, *The Astrophysical Journal*, 736, 34
- Blum, J., 2004, Grain Growth and Coagulation, in *Astrophysics of Dust*, (Hg.) A. N. Witt, G. C. Clayton, B. T. Draine, Bd. 309 von *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, S. 369
- Blum, J., Münch, M., 1993, Experimental investigations on aggregate-aggregate collisions in the early solar nebula, *Icarus*, 106, 151
- Blum, J., Wurm, G., 2000, Experiments on Sticking, Restructuring, and Fragmentation of Preplanetary Dust Aggregates, *Icarus*, 143, 138–146
- Blum, J., Wurm, G., 2008, The Growth Mechanisms of Macroscopic Bodies in Protoplanetary Disks, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 46, 21–56
- Blum, J., Wurm, G., Poppe, T., Heim, L.-O., 1998, Aspects of Laboratory Dust Aggregation with Relevance to the Formation of Planetesimals, *Earth Moon and Planets*, 80, 285–309
- Blum, J., Wurm, G., Poppe, T., Kempf, S., Kozasa, T., 2002, First results from the cosmic dust aggregation experiment codag, *Advances in Space Research*, 29, 497–503
- Blum, J., Schräpler, R., Davidsson, B. J. R., Trigo-Rodríguez, J. M., 2006, The Physics of Protoplanetary Dust Agglomerates. I. Mechanical Properties and Relations to Primitive Bodies in the Solar System, *The Astrophysical Journal*, 652, 1768–1781

- Brauer, F., Dullemond, C. P., Henning, T., 2008, Coagulation, fragmentation and radial motion of solid particles in protoplanetary disks, *Astronomy and Astrophysics*, 480, 859–877
- Brisset, J., 2014, A Microgravity Sounding-Rocket Experiment on Protoplanetary Dust Aggregation, Dissertation, Technische Universität Braunschweig
- Brownlee, D., Tsou, P., Aléon, J., Alexander, C. M. O. ., Araki, T., Bajt, S., Baratta, G. A., Bastien, R., Bland, P., Bleuët, P., Borg, J., Bradley, J. P., Brearley, A., Brenker, F., Brennan, S., Bridges, J. C., Browning, N. D., Brucato, J. R., Bullock, E., Burchell, M. J., Busemann, H., Butterworth, A., Chaussidon, M., Cheuvront, A., Chi, M., Cintala, M. J., Clark, B. C., Clemett, S. J., Cody, G., Colangeli, L., Cooper, G., Cordier, P., Daghljan, C., Dai, Z., D’Hendecourt, L., Djouadi, Z., Dominguez, G., Duxbury, T., Dworkin, J. P., Ebel, D. S., Economou, T. E., Fakra, S., Fairey, S. A. J., Fallon, S., Ferrini, G., Ferroir, T., Fleckenstein, H., Floss, C., Flynn, G., Franchi, I. A., Fries, M., Gainsforth, Z., Gallien, J.-P., Genge, M., Gilles, M. K., Gillet, P., Gilmour, J., Glavin, D. P., Gounelle, M., Grady, M. M., Graham, G. A., Grant, P. G., Green, S. F., Grossemey, F., Grossman, L., Grossman, J. N., Guan, Y., Hagiya, K., Harvey, R., Heck, P., Herzog, G. F., Hoppe, P., Hörz, F., Huth, J., Hutcheon, I. D., Ignatyev, K., Ishii, H., Ito, M., Jacob, D., Jacobsen, C., Jacobsen, S., Jones, S., Joswiak, D., Jurewicz, A., Kearsley, A. T., Keller, L. P., Khodja, H., Kilcoyne, A. L. D., Kissel, J., Krot, A., Langenhorst, F., Lanzirotti, A., Le, L., Leshin, L. A., Leitner, J., Lemelle, L., Leroux, H., Liu, M.-C., Luening, K., Lyon, I., MacPherson, G., Marcus, M. A., Marhas, K., Marty, B., Matrajt, G., McKeegan, K., Meibom, A., Mennella, V., Messenger, K., Messenger, S., Mikouchi, T., Mostefaoui, S., Nakamura, T., Nakano, T., Newville, M., Nittler, L. R., Ohnishi, I., Ohsumi, K., Okudaira, K., Papanastassiou, D. A., Palma, R., Palumbo, M. E., Pepin, R. O., Perkins, D., Perronnet, M., Pianetta, P., Rao, W., Rietmeijer, F. J. M., Robert, F., Rost, D., Rotundi, A., Ryan, R., Sandford, S. A., Schwandt, C. S., See, T. H., Schlutter, D., Sheffield-Parker, J., Simionovici, A., Simon, S., Sitnitsky, I., Snead, C. J., Spencer, M. K., Stadermann, F. J., Steele, A., Stephan, T., Stroud, R., Susini, J., Sutton, S. R., Suzuki, Y., Taheri, M., Taylor, S., Teslich, N., Tomeoka, K., Tomioka, N., Toppani, A., Trigo-Rodríguez, J. M., Troadec, D., Tsuchiyama, A., Tuzzolino, A. J., Tyliszczak, T., Uesugi, K., Velbel, M., Vellenga, J., Vicenzi, E., Vincze, L., Warren, J., Weber, I., Weisberg, M., Westphal, A. J., Wirick, S., Wooden, D., Wopenka, B., Wozniakiewicz, P., Wright, I., Yabuta, H., Yano, H., Young, E. D., Zare, R. N., Zega, T., Ziegler, K., Zimmerman, L., Zinner, E., Zolensky, M., 2006, Comet 81P/Wild 2 Under a Microscope, *Science*, 314, 1711–1716
- Bukhari Syed, M., Blum, J., Wahlberg Jansson, K., Johansen, A., eingereicht, The role of pebble fragmentation in planetesimal formation: I. Experimental study, *The Astrophysical Journal*
- Carrera, D., Johansen, A., Davies, M. B., 2015, How to form planetesimals from mm-sized chondrules and chondrule aggregates, *Astronomy and Astrophysics*, 579, A43
- Cassen, P., 2001, Nebular thermal evolution and the properties of primitive planetary materials, *Meteoritics and Planetary Science*, 36, 671–700

- Chambers, J., 2006, A semi-analytic model for oligarchic growth, *Icarus*, 180, 496–513
- Cuzzi, J. N., Hogan, R. C., 2003, Blowing in the wind. I. Velocities of chondrule-sized particles in a turbulent protoplanetary nebula, *Icarus*, 164, 127–138
- Dauphas, N., Chaussidon, M., 2011, A Perspective from Extinct Radionuclides on a Young Stellar Object: The Sun and Its Accretion Disk, *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 39, 351–386
- Deckers, J., Teiser, J., 2013, Colliding Decimeter Dust, *The Astrophysical Journal*, 769, 151
- Deckers, J., Teiser, J., 2014, Macroscopic Dust in Protoplanetary Disks from Growth to Destruction, *The Astrophysical Journal*, 796, 99
- Desch, S. J., 2007, Mass Distribution and Planet Formation in the Solar Nebula, *The Astrophysical Journal*, 671, 878–893
- Dominik, C., Tielens, A. G. G. M., 1997, The Physics of Dust Coagulation and the Structure of Dust Aggregates in Space, *The Astrophysical Journal*, 480, 647
- Drażkowska, J., Dullemond, C. P., 2014, Can dust coagulation trigger streaming instability?, *Astronomy and Astrophysics*, 572, A78
- Dullemond, C. P., Dominik, C., 2005, Dust coagulation in protoplanetary disks: A rapid depletion of small grains, *Astronomy and Astrophysics*, 434, 971–986
- Falconer, K., 1990, *Fractal Geometry: Mathematical Foundations and Applications*, Chichester, John Wiley and Sons Ltd.
- Garaud, P., Meru, F., Galvagni, M., Olczak, C., 2013, From Dust to Planetesimals: An Improved Model for Collisional Growth in Protoplanetary Disks, *The Astrophysical Journal*, 764, 146
- Geretshauser, R. J., Speith, R., Güttler, C., Krause, M., Blum, J., 2010, Numerical simulations of highly porous dust aggregates in the low-velocity collision regime. Implementation and calibration of a smooth particle hydrodynamics code, *Astronomy and Astrophysics*, 513, A58
- Geretshauser, R. J., Meru, F., Speith, R., Kley, W., 2011, The four-population model: a new classification scheme for pre-planetesimal collisions, *Astronomy and Astrophysics*, 531, A166
- Greenberg, R., Hartmann, W. K., Chapman, C. R., Wacker, J. F., 1978, Planetesimals to planets - Numerical simulation of collisional evolution, *Icarus*, 35, 1–26
- Gundlach, B., Blum, J., 2015, The Stickiness of Micrometer-sized Water-ice Particles, *The Astrophysical Journal*, 798, 34
- Güttler, C., Krause, M., Geretshauser, R. J., Speith, R., Blum, J., 2009, The Physics of Protoplanetary Dust Agglomerates. IV. Toward a Dynamical Collision Model, *The Astrophysical Journal*, 701, 130–141

- Güttler, C., Blum, J., Zsom, A., Ormel, C. W., Dullemond, C. P., 2010, The outcome of protoplanetary dust growth: pebbles, boulders, or planetesimals?. I. Mapping the zoo of laboratory collision experiments, *Astronomy and Astrophysics*, 513, A56
- Hayashi, C., 1981, Structure of the Solar Nebula, Growth and Decay of Magnetic Fields and Effects of Magnetic and Turbulent Viscosities on the Nebula, *Progress of Theoretical Physics Supplement*, 70, 35–53
- Hayashi, C., Nakazawa, K., Nakagawa, Y., 1985, Formation of the solar system, in *Protostars and Planets II*, (Hg.) D. C. Black, M. S. Matthews, S. 1100–1153
- Heißelmann, D., Fraser, H., Blum, J., 2007, Experimental Studies on the Aggregation Properties of Ice and Dust in Planet-Forming Regions, in *Proceedings of the 58th International Astronautical Congress 2007*, IAC-07-A2.1.02
- Hull, J., 2007, *Risk Management and Financial Institutions*, Prentice Hall International
- Johansen, A., Youdin, A., 2007, Protoplanetary Disk Turbulence Driven by the Streaming Instability: Nonlinear Saturation and Particle Concentration, *The Astrophysical Journal*, 662, 627–641
- Johansen, A., Blum, J., Tanaka, H., Ormel, C., Bizzarro, M., Rickman, H., 2014, The Multifaceted Planetesimal Formation Process, *Protostars and Planets VI*, S. 547–570
- Kataoka, A., Tanaka, H., Okuzumi, S., Wada, K., 2013, Fluffy dust forms icy planetesimals by static compression, *Astronomy and Astrophysics*, 557, L4
- Kimura, H., Wada, K., Senshu, H., Kobayashi, H., 2015, Cohesion of Amorphous Silica Spheres: Toward a Better Understanding of The Coagulation Growth of Silicate Dust Aggregates, *The Astrophysical Journal*, 812, 67
- Kokubo, E., Ida, S., 1998, Oligarchic Growth of Protoplanets, *Icarus*, 131, 171–178
- Kokubo, E., Ida, S., 2000, Formation of Protoplanets from Planetesimals in the Solar Nebula, *Icarus*, 143, 15–27
- Kothe, S., Güttler, C., Blum, J., 2010, The Physics of Protoplanetary Dust Agglomerates. V. Multiple Impacts of Dusty Agglomerates at Velocities Above the Fragmentation Threshold, *The Astrophysical Journal*, 725, 1242–1251
- Kothe, S., Blum, J., Weidling, R., Güttler, C., 2013, Free collisions in a microgravity many-particle experiment. III. The collision behavior of sub-millimeter-sized dust aggregates, *Icarus*, 225, 75–85
- Krause, M., Blum, J., 2004, Growth and Form of Planetary Seedlings: Results from a Sounding Rocket Microgravity Aggregation Experiment, *Physical Review Letters*, 93, 021 103
- Lammel, C., 2008, Experimentelle Untersuchungen zur Fragmentation von Staubagglomeraten im Zweiteilchenstoß bei mittleren Geschwindigkeiten, Bachelor Arbeit, Technische Universität Carolo Wilhelmina zu Braunschweig



- Landeck, W. A., 2016, Stöße zwischen hochporösen Staubagglomeraten im Laborfallturm, Bachelor Arbeit, Technische Universität Carolo Wilhelmina zu Braunschweig
- Landgraf, M., Baggaley, W. J., Grün, E., Krüger, H., Linkert, G., 2000, Aspects of the mass distribution of interstellar dust grains in the solar system from in situ measurements, *Journal of Geophysical Research*, 105, 10 343–10 352
- Langkowski, D., Teiser, J., Blum, J., 2008, The Physics of Protoplanetesimal Dust Agglomerates. II. Low-Velocity Collision Properties, *The Astrophysical Journal*, 675, 764–776
- Lecar, M., Podolak, M., Sasselov, D., Chiang, E., 2006, On the Location of the Snow Line in a Protoplanetary Disk, *The Astrophysical Journal*, 640, 1115–1118
- Lorek, S., Gundlach, B., Lacerda, P., Blum, J., 2016, Comet formation in collapsing pebble clouds. What cometary bulk density implies for the cloud mass and dust-to-ice ratio, *Astronomy and Astrophysics*, 587, A128
- Mathis, J. S., Rumpl, W., Nordsieck, K. H., 1977, The size distribution of interstellar grains, *The Astrophysical Journal*, 217, 425–433
- Mayor, M., Queloz, D., 1995, A Jupiter-mass companion to a solar-type star, *Nature*, 378, 355–359
- Meisner, T., Wurm, G., Teiser, J., Schywek, M., 2013, Preplanetary scavengers: Growing tall in dust collisions, *Astronomy and Astrophysics*, 559, A123
- Morbidelli, A., Lunine, J. I., O'Brien, D. P., Raymond, S. N., Walsh, K. J., 2012, Building Terrestrial Planets, *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 40, 251–275
- Nelson, J. A., Crookes, R. J., Simon, S., 1990, On obtaining the fractal dimension of a 3D cluster from its projection on a plane - applications to smoke agglomerates, *J. Phys.D: Appl. Phys.*, 23, 465–468
- Okuzumi, S., Tanaka, H., Kobayashi, H., Wada, K., 2012, Rapid Coagulation of Porous Dust Aggregates outside the Snow Line: A Pathway to Successful Icy Planetesimal Formation, *The Astrophysical Journal*, 752, 106
- Ormel, C. W., Cuzzi, J. N., 2007, Closed-form expressions for particle relative velocities induced by turbulence, *Astronomy and Astrophysics*, 466, 413–420
- Paraskov, G. B., Wurm, G., Krauss, O., 2007, Impacts into weak dust targets under microgravity and the formation of planetesimals, *Icarus*, 191, 779–789
- Petigura, E. A., Howard, A. W., Marcy, G. W., 2013, Prevalence of Earth-size planets orbiting Sun-like stars, *Proceedings of the National Academy of Science*, 110, 19 273–19 278
- Poppe, T., Blum, J., Henning, T., 2000a, Experiments on Collisional Grain Charging of Micron-sized Preplanetary Dust, *The Astrophysical Journal*, 533, 472–480

- Poppe, T., Blum, J., Henning, T., 2000b, Analogous Experiments on the Stickiness of Micron-sized Preplanetary Dust, *The Astrophysical Journal*, 533, 454–471
- Ros, K., Johansen, A., 2013, Ice condensation as a planet formation mechanism, *Astronomy and Astrophysics*, 552, A137
- Rumpf, H., 1958, Grundlagen und methoden des granulierens, *Chemie Ingenieur Technik*, 30, 144–158
- Schräpler, R., Blum, J., 2011, The Physics of Protoplanetary Dust Agglomerates. VI. Erosion of Large Aggregates as a Source of Micrometer-sized Particles, *The Astrophysical Journal*, 734, 108
- Schräpler, R., Blum, J., Seizinger, A., Kley, W., 2012, The Physics of Protoplanetary Dust Agglomerates. VII. The Low-velocity Collision Behavior of Large Dust Agglomerates, *The Astrophysical Journal*, 758, 35
- Scott, E. R. D., Krot, A. N., 2005, Thermal Processing of Silicate Dust in the Solar Nebula: Clues from Primitive Chondrite Matrices, *The Astrophysical Journal*, 623, 571–578
- Seizinger, A., Kley, W., 2013, Bouncing behavior of microscopic dust aggregates, *Astronomy and Astrophysics*, 551, A65
- Seizinger, A., Krijt, S., Kley, W., 2013, Erosion of dust aggregates, *ArXiv e-prints*
- Shakura, N. I., Sunyaev, R. A., 1973, Black holes in binary systems. Observational appearance., *Astronomy and Astrophysics*, 24, 337–355
- Shen, Y., Draine, B. T., Johnson, E. T., 2008, Modeling Porous Dust Grains with Ballistic Aggregates. I. Geometry and Optical Properties, *The Astrophysical Journal*, 689, 260–275
- Skorov, Y., Blum, J., 2012, Dust release and tensile strength of the non-volatile layer of cometary nuclei, *Icarus*, 221, 1–11
- Suyama, T., Wada, K., Tanaka, H., 2008, Numerical Simulation of Density Evolution of Dust Aggregates in Protoplanetary Disks. I. Head-on Collisions, *The Astrophysical Journal*, 684, 1310–1322
- Takeuchi, T., Lin, D. N. C., 2002, Radial Flow of Dust Particles in Accretion Disks, *The Astrophysical Journal*, 581, 1344–1355
- Teiser, J., Wurm, G., 2009a, High-velocity dust collisions: forming planetesimals in a fragmentation cascade with final accretion, *The Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 393, 1584–1594
- Teiser, J., Wurm, G., 2009b, Decimetre dust aggregates in protoplanetary discs, *Astronomy and Astrophysics*, 505, 351–359
- Testi, L., Birnstiel, T., Ricci, L., Andrews, S., Blum, J., Carpenter, J., Dominik, C., Isella, A., Natta, A., Williams, J. P., Wilner, D. J., 2014, Dust Evolution in Protoplanetary Disks, *Protostars and Planets VI*, S. 339–361

- Thornton, C., Ning, Z., 1998, A Theoretical Model for the stick / bounce behavior of adhesive elastic-plastic spheres, *Powder Technology*, 99, 154–162
- Tscharnuter, W. M., Schönke, J., Gail, H., Lüttjohann, E., 2009, Protostellar collapse: rotation and disk formation, *Astronomy and Astrophysics*, S. 109–113
- Tsiganis, K., Gomes, R., Morbidelli, A., Levison, H. F., 2005, Origin of the orbital architecture of the giant planets of the Solar System, *Nature*, 435, 459–461
- Van Antwerpen, W., du Toit, C. G., Rousseau, P. G., 2010, A review of correlation to model the packing structure and effective thermal conductivity in packed beds of mono-sized spherical particles, *Nuclear Engineering and Design*, 240, 1803 – 1818
- Van de Lagemaat, J., Benkstein, K. D., Frank, A. J., 2001, Relation between particle coordination number and porosity in nanoparticle films: implications to dye-sensitized solar cells, *The Journal of Physical Chemistry B*, 105, 12 433 – 12 436
- Wada, K., Tanaka, H., Suyama, T., Kimura, H., Yamamoto, T., 2011, The Rebound Condition of Dust Aggregates Revealed by Numerical Simulation of their Collisions, *The Astrophysical Journal*, 737, 36–48
- Wahlberg Jansson, K., Johansen, A., 2014, Formation of pebble-pile planetesimals, *Astronomy and Astrophysics*, 570, A47
- Weidenschilling, S. J., 1977a, Aerodynamics of solid bodies in the solar nebula, *The Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 180, 57–70
- Weidenschilling, S. J., 1977b, The distribution of mass in the planetary system and solar nebula, *Astrophysics and Space Science*, 51, 153–158
- Weidenschilling, S. J., Cuzzi, J. N., 1993, Formation of planetesimals in the solar nebula, in *Protostars and Planets III*, (Hg.) E. H. Levy, J. I. Lunine, S. 1031–1060
- Weidling, R., Güttler, C., Blum, J., Brauer, F., 2009, The Physics of Protoplanetary Dust Agglomerates. III. Compaction in Multiple Collisions, *The Astrophysical Journal*, 696, 2036–2043
- Weidling, R., Güttler, C., Blum, J., 2012, Free collisions in a microgravity many-particle experiment. I. Dust aggregate sticking at low velocities, *Icarus*, 218, 688–700
- Windmark, F., Birnstiel, T., Güttler, C., Blum, J., Dullemond, C. P., Henning, T., 2012a, Planetesimal formation by sweep-up: how the bouncing barrier can be beneficial to growth, *Astronomy and Astrophysics*, 540, A73
- Windmark, F., Birnstiel, T., Ormel, C. W., Dullemond, C. P., 2012b, Breaking through: The effects of a velocity distribution on barriers to dust growth, *Astronomy and Astrophysics*, 544, L16
- Wurm, G., Blum, J., 1998, Experiments on Preplanetary Dust Aggregation, *Icarus*, 132, 125–136

- Wurm, G., Paraskov, G., Krauss, O., 2005, Ejection of dust by elastic waves in collisions between millimeter- and centimeter-sized dust aggregates at 16.5 to 37.5 m/s impact velocities, *Physical Review E*, 71, 021 304
- Yang, R. Y., Zou, R. P., Yu, A. B., 2000, Computer simulation of the packing of fine particles, *Physical Review E*, 62
- Youdin, A. N., Goodman, J., 2005, Streaming Instabilities in Protoplanetary Disks, *The Astrophysical Journal*, 620, 459–469
- Zsom, A., Ormel, C. W., Güttler, C., Blum, J., Dullemond, C. P., 2010, The outcome of protoplanetary dust growth: pebbles, boulders, or planetesimals? II. Introducing the bouncing barrier, *Astronomy and Astrophysics*, 513, A57
- Zsom, A., Ormel, C. W., Dullemond, C. P., Henning, T., 2011, The outcome of protoplanetary dust growth: pebbles, boulders, or planetesimals?. III. Sedimentation driven coagulation inside the snowline, *Astronomy and Astrophysics*, 534, A73

# Danksagung

An erster Stelle möchte ich mich besonders bei Herrn Professor Dr. Jürgen Blum für die Betreuung in den vergangenen Jahren bedanken. Von ihm habe ich gelernt, dass Probleme auch nur Situationen sind, für die man eine Lösung noch nicht gefunden hat. Lieber Jürgen, danke für deinen fundierten Rat, deine immer wieder neuen Ideen und auch für dein Verständnis und den Freiraum, den du mir stets gewährt hast. Vor allem aber danke ich dir für deine überspringende Begeisterung, deinen Optimismus und dein Vertrauen, ohne die ich so manche Aufgaben wahrscheinlich gar nicht erst angegangen wäre.

Mein herzlicher Dank gilt auch Professor Dr. Cornelis P. Dullemond dafür, dass er sich die Zeit genommen hat, diese Arbeit als zweiter Referent zu bewerten. Lieber „Kees“, jedes Treffen mit dir und deiner Arbeitsgruppe und jede Diskussion darüber, welchen Einfluss die Ergebnisse meiner Experimente auf unser Verständnis des Wachstums von Staubagglomeraten haben könnten, hat mich stets aufs Neue motiviert und inspiriert.

Auch möchte ich Professor Dr. Andreas Hördt dafür danken, dass er den Vorsitz der Prüfungskommission übernommen hat. Danke Andreas, für deine lockere Art, die eine Verteidigung gleich etwas weniger beängstigend erscheinen lässt.

Bei dieser Arbeit hatte ich weiterhin das große Glück, von einer ganzen Reihe von Kollegen unterstützt zu werden. Zuerst gilt mein Dank „meinem“ Parabelflugteam: Daniel Heißelmann, Eike Beitz, Julie Brisset und René Weidling. Eure harte Arbeit und Erfahrung hat dieses Experiment erst möglich gemacht und ich werde die Tage in unserer Villa am Meer nie vergessen.

René Weidling und Carsten Güttler gilt mein Dank dafür, dass ich das von Ihnen entwickelte Fallturmexperiment „MEDEA 1“ für meine eigenen Experimente mitverwenden durfte. Die dank euch gewonnen Erkenntnisse waren ein sehr wichtiger Beitrag für meine Arbeit.

Rainer Schräpler möchte ich für die vielen Diskussionen und die regelmäßigen Einblicke in seine – zum Teil noch unveröffentlichten – Daten danken. Danke Rainer, ohne deine Hilfe wäre das Fazit dieser Arbeit schon kurz nach ihrer Veröffentlichung veraltet gewesen.

Carsten Güttler, Andras Zsom und Frederik Windmark gilt mein Dank dafür, dass sie meiner Arbeit den Weg bereitet haben, indem sie damit angefangen haben, die verschiedenen experimentellen Daten zu sammeln und zu Stoßmodellen zusammen zu puzzeln. Danke für eure wertvolle Vorarbeit.

Olga Mursajew möchte ich für die Idee, eine Methode der Finanzmathematik zu verwenden um etwas über Planetenentstehung zu lernen, und für die anschließende Unterstützung bei diesem Thema danken. Liebe Olga, auch wenn diese Idee ihren Ursprung auf dem Weihnachtsmarkt hatte, habe ich dank dir einiges über die Finanzwelt gelernt.

Ich möchte auch Chris Ormel dafür danken, dass er mir dabei geholfen hat, sein Tur-

bulenzmodell in meine Berechnungen zu integrieren. Ohne deine Hilfe hätte ich dafür sehr viel länger gebraucht und wäre am Ende noch immer unsicher gewesen, ob ich alles richtig gemacht hätte.

Neben den Menschen, die mich wissenschaftlich begleitet haben, möchte ich noch ein paar erwähnen, die einen ebenso unschätzbaren Wert für meine Arbeit hatten. Unsere Mitarbeiter in der Feinmechanikwerkstatt, allen voran Kathrin Gebauer und Bernd Stoll, die es möglich gemacht haben, dass meine Zeichnungen Wirklichkeit geworden sind und am Ende alles pünktlich funktioniert hat: Danke für die vielen kleinen Wunder die ihr vollbracht habt!

Mein Dank gilt auch Nicole Mund für den so reibungslosen Ablauf im Institut. Liebe Nicole, danke dafür, dass du stets dafür gesorgt hast, dass meine Rechnungen bezahlt werden, und für viele schöne Gespräche.

Stephan Olliges und seinen Kollegen vom Institut für Partikeltechnik möchte ich für die von ihnen angefertigte Partikelgrößenbestimmung danken, dank derer wir endlich genau wissen, was wir meinen, wenn wir von „polydispersem“ Staub sprechen. Der Firma Novespace und vor allem Frédéric Gai gilt mein Dank dafür, dass sie Julie und mich dazu eingeladen haben, mit meinem Experiment an ihrer Jubiläumskampagne teilzunehmen. Es war mir eine große Ehre.

Ich hoffe, dass das Lesen dieser Arbeit zumindest ein wenig unterhalten konnte. Wenn dem so war, dann ist dieses auch den Freunden und Kollegen zu verdanken, die dieses Dokument in den verschiedensten Phasen Korrektur gelesen haben. Stephanie Lönneker, Roland Kirchhof, Olga Mursajew, Ludmila Neumann und Yannic von Borries, danke für das Lesen der an vielen Stellen sperrigen, schon fast gruseligen ersten Versionen dieser Arbeit. Danke für das Verschieben von Kommata, Einfügen von Verben und Korrigieren jedes einzelnen zu lang geratenen Bindestrichs. Daniel und Carsten, euch beiden möchte ich für eure Anregungen, eure Kritik und euer wachsames Auge beim Lesen der fast fertigen Version dieser Arbeit danken.

Und natürlich gilt mein Dank jedem Mitglied des Instituts das hier nicht erwähnt wurde. Danke für die vielen Diskussionen und für die schöne gemeinsame Zeit. Danke euch allen!

Schließlich gilt mein Dank meinen Eltern und meiner Schwester, sowie allen Freunden, die mich auf meinem Lebensweg immer unterstützt haben. Ich danke euch dafür, dass ihr mir auf vielfältigste Weise geholfen habt diese Arbeit fertig zu stellen. Besonders dankbar bin ich meinem Partner Roland für seine Unterstützung, grade während der letzten Wochen des Projekts „Doktorarbeit“. Lieber Roland, ohne dich wäre ich sicher längst dem „*cthulhuiden Wahnsinn*“ verfallen.

*Ich möchte außerdem der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) für die Förderung meiner Arbeit im Rahmen der Forschergruppe 759 „The Formation of Planets: The Critical First Growth Phase“ unter der Projektnummer BI 298/14-1 danken. Ich bedanke mich außerdem beim Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR) und der Europäische Weltraumorganisation (ESA) für die Bereitstellung der Fallturmabwürfe und der Parabelflüge bei denen die in dieser Arbeit vorgestellten Experimente durchgeführt wurden.*

# Publikationen

## Referierte Veröffentlichungen

Brisset, J., **Kothe, S.**, Heißelmann, D., Weidling, R., Blum, J. (2011), *Free Collisions in a Microgravity Many-Particle Experiment. IV. Sub-Millimeter-Sized Dust Aggregate Growth in Long-Duration Microgravity*, Astronomy & Astrophysics, akzeptiert 2016

Blum, J., Beitz, E., Bukhari, M., Gundlach, B., Hagemann, J.-H., Heißelmann, D. (2014), **Kothe, S.**, Schräpler, R., von Borstel, I., Weidling, R., *Laboratory Drop Towers for the Experimental Simulation of Dust-aggregate Collisions in the Early Solar System*, Journal of Visualized Experiments, 88, e51541

**Kothe, S.**, Blum, J., Weidling, R., Güttler, C. (2013), *Free collisions in a microgravity many-particle experiment. III. The collision behavior of sub-millimeter-sized dust aggregates*, Icarus, 225, 75–85

Brisset, J., Heißelmann, D., **Kothe, S.**, Weidling, R., Blum, J. (2013), *The suborbital particle aggregation and collision experiment (SPACE): Studying the collision behavior of submillimeter-sized dust aggregates on the suborbital rocket flight RE-XUS 12*, Review of Scientific Instruments, 84, 094501 – 094501

**Kothe, S.**, Güttler, C., Blum, J. (2010), *The Physics of Protoplanetary Dust Agglomerates. V. Multiple Impacts of Dusty Agglomerates at Velocities Above the Fragmentation Threshold*, The Astrophysical Journal, 725, 1242–1251

## Tagungsbeiträge

**Kothe, S.**, Blum, J., *A Collision Model for Protoplanetary Dust (Vortrag)*, Planet Formation and Evolution 2016, Duisburg, Deutschland, 7.-9. März 2016

**Kothe, S.**, Schräpler, R., Blum, J., *A Collision Model for Protoplanetary Dust (Vortrag)*, The Formation of the Solar System 2 Berlin, Deutschland, 2.-4. Juni 2015

**Kothe, S.**, Beitz, E., Brisset, J., Heißelmann, D., Weidling, R., Blum, J., *Abrasion of cm-sized Dust Agglomerates – A Source of Small Dust Agglomerates in the Protoplanetary disk (Poster)*, Planet Formation and Evolution 2014, Kiel, Deutschland, 8.-10. September 2014

**Kothe, S.,** Blum, J., Weidling, R., *Experiments on the Agglomeration of Sub-Millimeter Sized Dust Aggregates (Poster)*, Planet Formation and Evolution 2012, München, Deutschland, 3.-7. September 2012

**Kothe, S.,** Güttler, C., Blum, J., Beitz, E., Weidling, R., *A Protoplanetesimal Dust Collision Model Based on Experiments (Poster)*, Annual Meetings of the Meteoritical Society 2011, London, England, 8.-12. August 2011

**Kothe, S.,** Güttler, C., Beitz, E., Weidling, R., Blum, J., *Updating our Protoplanetary Growth Model: Recent Collision Experiments*, Planet Formation and Evolution 2011 (Vortrag), Göttingen, Deutschland, 14.-16. Februar 2011

**Kothe, S.,** Güttler, C., Blum, J., *Multiple Impacts of Dusty Projectiles at velocities above the fragmentation threshold (Vortrag)*, 38<sup>th</sup> Scientific Assembly of the Committee on Space Research, Bremen, Deutschland, 18.-25. Juli 2010



# Copyright

Folgende Abbildungen der Kapitel 2 und 3 wurden bereits in Kothe et al. (2013) veröffentlicht:

Abbildung 2.4  
Abbildung 2.5  
Abbildung 2.6  
Abbildung 3.1  
Abbildung 3.3  
Abbildung 3.4  
Abbildung 3.5  
Abbildung 3.7  
Abbildung 3.8  
Abbildung 3.12

Hierbei handelt es sich um Nachdrucke von Icarus, 225, Kothe, S., Blum, J., Weidling, R., Güttler, C., Free collisions in a microgravity many-particle experiment. III. The collision behavior of sub-millimeter-sized dust aggregates, 75-85, Copyright (2013), mit Genehmigung von Elsevier

Reprinted from Icarus, 225, Kothe, S., Blum, J., Weidling, R., Güttler, C., Free collisions in a microgravity many-particle experiment. III. The collision behavior of sub-millimeter-sized dust aggregates, 75-85, Copyright (2013), with permission from Elsevier

DOI: <http://dx.doi.org/10.1016/j.icarus.2013.02.034>